PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1934 — Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. v. Steinwehr u. A. Schulze, Über die Umwandlung des β-Messings. S. 385.

J. Fischer, Das elektrische Feld der Gewitterwolke. S. 398.

J. Stulla-Götz, Über die Kapillardepression des Quecksilbers in weiten Röhren. S. 404.

K. Schuster, Eine Methode zum Vergleich akustischer Impedanzen. S. 408.

H. Buchner, Ein einfacher Apparat zur Messung magnetischer Feldstärken mittels Wirbelströmen. S. 409.

E. Reichenbächer, Die Ausdehnungszahl der Anschauungswelt. S. 410.

J. H. Bruce, Zur Theorie der Korona-Entladung. S. 412.

Zuschriften:

H. Bomke und E. Hasché, Über das Verhalten von Sperrschichten in elektrischen Wechselfeldern. S. 414.

Besprechungen:

L. Couffignal, Les machines à calculer. Leurs principes. Leur évolution. S. 414.

W. Dubislav, Naturphilosophie. S. 415.

Handbuch der Astrophysik, Band II, 2. Hälfte, 2. Teil. S. 415.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1934. S. 416.

Nachrichten. S. 424.

Berichtigung. S. 424.

Tagesereignisse. S. 424.

ABHANDLUNGEN.

Über die Umwandlung des β-Messings.

Von H. v. Steinwehr und A. Schulze.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Als wesentlichstes Kennzeichen einer Umwandlung im Sinne der Phasenlehre ist bei den Umwandlungen fest-fest neben einer plötzlichen, z. T. sprunghaften Änderung aller physikalischen Eigenschaften die Änderung der Kristallstruktur anzusehen, die bei der Temperatur des Gleichgewichts der beiden festen Phasen, dem sog. Umwandlungspunkte, auftritt. Es gibt jedoch eine ganze Klasse von Umwandlungen, die in diesem Punkte wesentliche Abweichungen von dem normalen Verhalten aufweisen, da hier eine Änderung der Struktur nicht vorhanden ist. Hierher gehören vor allem die magnetischen Umwandlungen, über deren Untersuchung demnächst berichtet wird. Diese magnetischen Umwandlungen sind jedoch nicht die einzigen dieser Art. Es ist vielmehr auch bei Substanzen, die bei keiner Temperatur Ferromagnetismus zeigen, ein Verhalten beobachtet worden, das, abgesehen hiervon, dem der ferromagnetischen Stoffe sehr ähnlich ist. Hierher gehört vor allem das sog. β-Messing, eine Legierung von Kupfer und Zink in nahezu gleichen Atomverhältnissen, die früher vielfach als Metallverbindung galt, zur Zeit aber als isomorphe Mischung aufgefaßt wird.

Bevor über eigene, das β-Messing betreffende Messungen berichtet wird, sollen zunächst die Ergebnisse der bereits vorliegenden Arbeiten, die sich mit der Umwandlung des β-Messings befassen, kurz besprochen werden, soweit dies nicht im Texte im Anschluß an eigene Untersuchungen von Eigenschaftsänderungen geschieht.

Die Tatsache, daß die Zusammensetzung der Legierung in nahe äquivalentem Verhältnis im festen Zustande einer besonderen Phase entspricht, die zwischen 400 und 500° C eine Art Umwandlung erleidet, darf nach mehrfacher Untersuchung des Zustandsdiagramms des Systems Kupfer–Zink (siehe Abb. 4) als feststehend angenommen werden. Eine Zusammenstellung und eingehende Besprechung der hierüber bis zum Jahre 1927 vorliegenden Literatur findet sich bei Bauer und Hansen[1]). Zweifelhaft blieb nur noch längere Zeit, ob diese Legierung eine oder zwei Umwandlungen erleidet. Jitsuka[2]) glaubte, durch thermische Analyse zwei Umwandlungsgebiete bei 470° und 460° festgestellt zu haben, ein Befund, der außer von Ruer und Kremers[3]) von keiner anderen Seite bestätigt wurde. In einer späteren Untersuchung von Ruer[4]) über den gleichen Gegenstand wird jedoch das Vorhandensein einer doppelten Umwandlung nicht mehr behauptet.

1) O. Bauer u. M. Hansen, Der Aufbau der Kupfer-Zink-Legierung, S. 37 ff. (Julius Springer, Berlin 1927), Mitteilungen aus dem Materialprüfungsamt usw., Sonderheft IV.

2) D. Jitsuka, Mem. of the Coll. of Science Kyoto Im. Univ. (A) **8**, Nr. 3, 179, 1925; Zeitschr. f. Metallkunde **19**, 396, 1927.

3) R. Ruer u. K. Kremers, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **184**, 193, 1929.

4) R. Ruer, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **209**, 364, 1932.

Auch die von uns beobachteten Abkühlungskurven geben nicht den geringsten Anhalt dafür, wie aus dem Temperaturverlauf während der Umwandlung deutlich zu ersehen ist[1]).

Ein tieferer Einblick in die Natur der β-Messing-Umwandlung war durch die Untersuchung der Röntgenstruktur oberhalb und unterhalb des Umwandlungspunktes zu erwarten. Derartige Aufnahmen wurden zuerst von M. Yomada[2]) und weiterhin noch von E. A. Owen und G. Preston[3]) sowie von A. Philips und L. W. Thelin[4]) ausgeführt. Etwas Bestimmtes war aus diesen Röntgenogrammen, die keine Gitteränderung zeigten, nicht zu schließen, was zum Teil daran lag, daß der bei höherer Temperatur stabile Gleichgewichtszustand nicht unterkühlbar ist. Erst die Versuche, die Freiherr von Göler und G. Sachs[5]) ausführten, indem sie Laue-Aufnahmen an einem Kristall aus β-Messing bei verschiedenen Temperaturen zwischen 400 und 500° herstellten, waren beweisend für die Kristallstruktur bei den betreffenden Temperaturen. Da auch diese Aufnahmen keine Gitteränderung in dem betrachteten Temperaturgebiet zeigten, ist damit erwiesen, daß die Umwandlung des β-Messings ohne Änderung der Kristallstruktur verläuft.

Nachdem somit nachgewiesen ist, daß die β-Messing-Umwandlung keine Umwandlung im gewöhnlichen Sinne ist, bleibt es weiterer Forschung vorbehalten, das eigentliche Wesen dieser Erscheinung zu ergründen. Ein erster Schritt ist in dieser Hinsicht von M. Straumanis und J. Weerts[6]) getan worden, welche ebenso wie Tammann und Heusler[7]) die Ähnlichkeit der Erscheinungen bei der Umwandlung des β-Messings mit denen bei den Curiepunkten ferromagnetischer Substanzen hervorhoben. Sie wiesen darauf hin, daß die Eigenschaftsänderungen des β-Messings beim Umwandlungspunkt den bei der Umwandlung des $AuCu_3$ beobachteten derart ähnlich sind, daß es sich vielleicht beim β-Messing um einen analogen Vorgang handelt. Hiernach wäre anzunehmen, daß β-Messing eine mit steigender Temperatur zunehmende „Dissoziation" der von ihnen angenommenen Verbindung $CuZn$[1]) erleidet, womit ein Übergang von geordneter Atomverteilung (sog. Cäsiumchloridgitter) in die statistisch ungeordnete des kubisch-raumzentrierten Mischkristallgitters verbunden ist, der sich aber in diesem Falle wegen der geringen Verschiedenheit der Atomgewichte von *Cu* und *Zn* röntgenographisch bisher noch nicht nachweisen läßt. Gleichwohl ist diese Auffassung vorläufig die einzige, welche den Umwandlungsvorgang einwandfrei zu deuten erlaubt.

Wenn im Gegensatz zum Verhalten des $AuCu_3$ beim $CuZn$ die Einstellung der geordneten Atomverteilung nicht unterkühlbar ist, obwohl die obere Grenze des Temperaturbereichs der Umwandlung (im Mittel etwa 460°) verhältnismäßig niedrig ist, so hängt das vielleicht mit der in kubisch raumzentrierten Legierungen durchweg sehr hohen Diffusionsgeschwindigkeit zusammen.

Zur Zeit ist es also nicht möglich, auf diesem Wege weitere Aufklärung zu erhalten. Auch die Frage, ob es sich im Falle des β-Messings um eine Metallverbindung oder um eine isomorphe Mischung handelt, muß noch als eine offene bezeichnet werden. Es hat den Anschein, als ob für Metallverbindungen nicht das Gesetz der konstanten und multiplen Proportionen gilt, sondern daß diese Verbindungen innerhalb eines beschränkten Konzentrationsbereichs, der für die *Cu-Zn*-Legierungen der β-Phase entspricht, eine wechselnde Zusammensetzung haben können. Das ganze Gebiet der Metallverbindungen ist bisher trotz vieler bereits darauf verwendeter Arbeit[2]) noch so wenig erforscht, daß es noch weiterer Untersuchungen bedürfen wird, um hier Klarheit zu schaffen.

Unabhängig von den bisher besprochenen Auffassungen über das Wesen der Umwandlung des β-Messings ist eine Erklärung, die von C. H. Johannsson[3]) gegeben worden ist, die aber von anderer Seite nicht weiter verfolgt wurde. Hiernach sollen die Zinkatome unterhalb des Um-

1) Siehe S. 389 und Abb. 2.

2) H. Imai, Sci. Rep. Toh. Imp. Univ. **11**, 313, 1922 (Nr. 5).

3) E. A. Owen u. G. D. Preston, Proc. Phys. Soc. London (1) **36**, 49, 1923.

4) A. Philips u. L. W. Thelin, J. Franklin Inst. **204**, 359, 1927.

5) Frhr. v. Göler u. G. Sachs, Naturwiss. **16**, 412, 1928.

6) M. Straumanis u. J. Weerts, Metallwirtschaft **10**, 919, 1931.

7) G. Tammann u. O. Heusler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **158**, 349, 1926.

1) Den Begriff der thermischen Dissoziation in dem allgemein üblichen Sinne der Lehre von den chemischen Gleichgewichten auf die Vorgänge beim β-Messing anzuwenden, ist wohl nicht zulässig, da bei einer thermisch dissoziierenden Verbindung eine stetige Verschiebung des Gleichgewichts zwischen dissoziiertem und undissoziiertem Anteil mit der Temperatur erfolgt, so daß eine Wärmetönung überhaupt nicht auftritt, während bei der Umwandlung des β-Messings eine wenn auch über ein größeres Temperaturintervall sich hinziehende Wärmeentwicklung beobachtet wird.

2) Siehe z. B. A. Westgren, Zeitschr. f. angew. Chem. **45**, 33, 1932, und A. Ölnader, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **165**, 65, 1933.

3) C. H. Johannsson, Ann. d. Phys. IV, **84**, 967, 1927.

wandlungsgebietes längs der Gitterachsen gerichtet sein, während oberhalb desselben dieser geordnete Zustand allmählich in einen statistisch ungeordneten Zustand übergeht, bei dem die Atomachsen in beliebiger Richtung orientiert sind. Es wird von Johannsson gezeigt, daß die Zinkatome in diesem Zustande Drehschwingungen ausführen können, die mit einer Energievermehrung verbunden sind.

Für alle theoretischen Betrachtungen, die über die Natur des β-Messings und seine Umwandlung angestellt werden könnten, bildet die Kenntnis der Energieverhältnisse, die in den meisten Fällen noch nicht ausreichend geklärt sind, eine unentbehrliche Grundlage. Der Hauptzweck der vorliegenden Untersuchung ist deshalb, eine der Energiegrößen und zwar die Wärmetönung dieser Umwandlung zu bestimmen. Im Zusammenhang hiermit war es erwünscht, die Änderung möglichst vieler physikalischer Eigenschaften des β-Messings, und zwar hauptsächlich in dem Temperaturgebiet der Umwandlung, näher zu untersuchen, da auch hierdurch Licht auf das Verhalten dieser Legierung geworfen wird.

I. Bestimmung der Umwandlungswärme.

a) Methode.

Die Messung der Umwandlungswärme des β-Messings wurde nach der Haltepunktsmethode ausgeführt. Wegen der Kleinheit der Wärmetönung einerseits und wegen der langen Dauer der Wärmeentwicklung andererseits mußte eine besondere Anordnung getroffen werden, die eine möglichst genaue Messung dieser schwer meßbaren Größe erlaubte.

Wegen der Kleinheit der Wärmetönung war es notwendig, die Anordnung so zu gestalten, daß ein möglichst großer Teil derselben aus dem zu untersuchenden Messing bestand, damit die übrigen in Betracht zu ziehenden Wärmekapazitäten möglichst klein gemacht werden konnten. Außerdem war es notwendig, die Wärmeabgabe nach außen hin so klein wie möglich zu machen; diese Bedingungen werden am besten von einem möglichst großen Messingblock erfüllt, der so dimensioniert ist, daß er eine möglichst kleine Oberfläche besitzt. Da wegen der Notwendigkeit, eine Heizwicklung anzubringen, die Kugelgestalt ausgeschlossen war, wurde ein Zylinder gewählt, dessen Höhe gleich dem Durchmesser der Grundfläche war. Die AEG, deren Entgegenkommen wir hierfür zu großem Danke verpflichtet sind[1]), stellte uns zu diesem Zwecke einen Messingzylinder (Messing I) her, dessen Höhe 16,2 cm und dessen Durchmesser 15,9 cm betrug. Sein Gewicht war 25,16 kg. Bei der nach Beendigung der Messungen ausgeführten Analyse ergab sich jedoch, daß das zum Guß verwendete Messing zwar durchweg homogen war, aber nicht die gewünschte Zusammensetzung von 50 Atom-Proz. *Cu* und 50 Atom-Proz. *Zn* besaß[1]). Es wurde daher ein zweiter Zylinder gegossen, dessen Höhe 15,5 cm und dessen Durchmesser 15,0 cm betrug. Dieser mit Messing II[2]) bezeichnete Zylinder wog 22,70 kg. Jeder dieser beiden Zylinder war in der Mitte mit einer zylindrischen Bohrung zur Aufnahme des Thermoelements *Th* (s. Abb. 1)

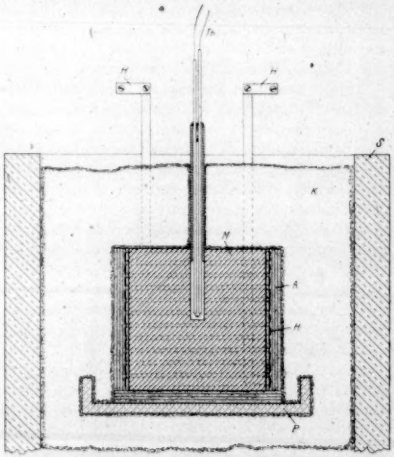


Abb. 1. Kalorimeter-Anordnung.

versehen, deren Tiefe 8 cm und deren Durchmesser 1,6 cm betrug. Vor der Bewicklung mit Cekasband (*H*) wurde die Zylinderfläche mit einer etwa 3 mm dicken Schicht von Asbestpappe bekleidet. Hierauf wurde der Zylinder weiter mit Asbestpappe bewickelt. Die Dicke dieser zweiten Schicht (*A*) betrug etwa 13 mm. Das Ganze wurde in ein Zementrohr *S* von 44 cm äußerem Durchmesser, das mit gekörntem Chamotte (*K*) angefüllt war, eingesetzt, wobei es nach unten durch eine Schicht Asbest und einen flachen Zylinder aus Chamotte von der Füllmasse getrennt war. Dieser Wärmeschutz bewirkte, daß

[1]) Insbesondere sei Herrn Oberingenieur Wunder auch an dieser Stelle der Dank ausgesprochen.

[1]) Die von der AEG. ausgeführte Analyse ergab folgende Zusammensetzung: *Cu* 56,46 Proz., *Pb* 0,73 Proz., *Fe* 0,105 Proz., *Sn* 0,043 Proz., *P* 0,038 Proz., *S* 0,027 Proz., *Si* Spuren, der Rest *Zn*.

[2]) Nach der von der AEG. ausgeführten Analyse besaß dieser Messingblock folgende Zusammensetzung: *Cu* 48,06 Proz., *Pb* 0,72 Proz., *Fe* 0,05 Proz., *Ni* 0,05 Proz., *P* 0,013 Proz., der Rest *Zn*, bestand also größtenteils aus β-Messing.

die Temperatur der Oberfläche des Zementrohres während der Versuche kaum mehr als 20° über der Raumtemperatur lag. Zur Ermittlung der Temperaturerhöhung, die infolge der bei der Umwandlung entwickelten Wärme eintritt, muß man den Temperaturverlauf vor und nach der Reaktion sehr genau kennen, da hieraus die Temperaturen zu Beginn und am Ende der Reaktion berechnet werden müssen. Außerdem werden die gleichen Messungen zur Berechnung der an der so ermittelten Temperaturdifferenz anzubringenden Korrektion für den Wärmeaustausch mit der Umgebung gebraucht. Schließlich muß man für den gleichen Zweck auch den Temperaturverlauf während der Dauer der Entwicklung der Umwandlungswärme kennen.

Stellt man den gemessenen Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der Zeit graphisch dar, so erhält man eine gekrümmte Kurve, die in dem Zeitraum, in dem die Umwandlung erfolgt, einen von dem übrigen Kurvenzug abweichenden Verlauf nimmt. Aus einer derartigen Kurve lassen sich jedoch die Zeitpunkte des Anfangs und Endes der Wärmeentwicklung und die zugehörigen Temperaturen nicht mit ausreichender Genauigkeit ermitteln. Es war deshalb notwendig, eine andere Darstellung des Temperaturverlaufs zu finden, aus der die zu bestimmenden Größen mit größerer Sicherheit entnommen werden konnten.

Es lag nahe, zu prüfen, ob für den Abkühlungsverlauf das Newtonsche Abkühlungsgesetz gelte. Solange es sich allein um Temperaturänderung infolge von Abkühlung handelt, muß in diesem Falle eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Logarithmus der Temperatur und der Zeit bestehen, während für die Dauer der Wärmeentwicklung eine Abweichung von der Geraden beobachtet werden muß. Ein derartiger Verlauf der Abkühlungskurve wird nun in der Tat bei allen Versuchen gefunden. Die Bedingung der Geradlinigkeit während der Zeiten, in denen allein Temperaturänderung infolge von Abkühlung stattfindet, ist sogar so genau erfüllt, daß die einzelnen beobachteten Punkte von den aus den gemessenen Werten nach den Methoden der kleinsten Quadrate berechneten Daten niemals größere Abweichungen zeigen, als durch die Genauigkeit der Ablesung des Spannungsmessers bedingt ist (vgl. Abb. 3, S. 389). Bliebe die Wärmekapazität von dem Vorgange der Umwandlung unbeeinflußt, so müßte die Neigung der Geraden vor und nach der Wärmeentwicklung die gleiche sein. Da dies jedoch nicht der Fall ist, ergibt sich eine geringfügige Änderung dieser Neigung, die auch tatsächlich bei allen Versuchen beobachtet wurde.

1) W. Jaeger u. H. v. Steinwehr, Verhandl. d. Deutschen Phys. Ges. **5**, 50, 1903.

b) Berechnung der mit der Umwandlung verbundenen Wärmetönung.

Die Wärmetönung der Umwandlung ergibt sich als das Produkt aus der Temperaturänderung infolge der Umwandlung und der wirksamen Wärmekapazität der Anordnung bei der Umwandlungstemperatur.

α) Berechnung der Temperaturerhöhung.

Zur Berechnung der Temperaturänderung infolge der Umwandlung sind zunächst die Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 bei Beginn und Ende des Vorganges zu ermitteln. Dieselben ergeben sich als Endpunkt der die Vorperiode und als Anfangspunkt der die Nachperiode darstellenden logarithmischen Funktion, d. h. des Endes und des Anfanges des geradlinigen Teiles der Kurven (siehe Abb. 3), welche die Änderung des Logarithmus der Temperatur mit der Zeit darstellen, und sind für das hier gegebene Beispiel aus der Tabelle 1 zu entnehmen. Die so gefundene Temperaturdifferenz $(\vartheta_2 - \vartheta_1)$ ist wegen des durch die Abkühlung des Blockes verursachten Temperaturfalles zu korrigieren[1]). Zur Berechnung der während der Umwandlung durch Wärmeabgabe eingetretenen Temperaturabnahme ϑ' ist die Fläche, die von der Kurve des zeitlichen

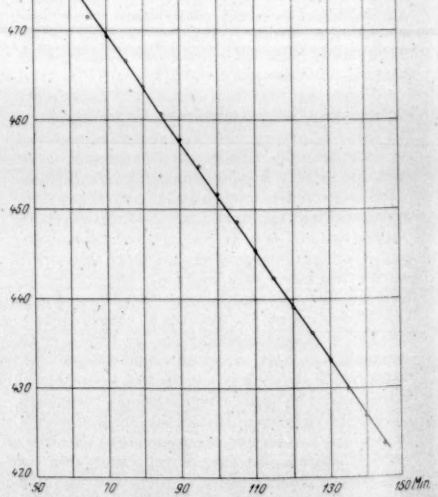


Abb. 2. Temperaturveränderung des β-Messings (bei der Abkühlung) während der Umwandlung.

Temperaturverlaufes während der Umwandlung, der die Außentemperatur ϑ_0 darstellenden horizontalen Geraden, sowie den beiden zu den Zeiten t_1 des Anfangs und t_2 des Endes des Prozesses errichteten Ordinaten begrenzt wird, zu ermitteln und mit der Abkühlungskonstante a der Anordnung zu multiplizieren, d. h. man hat die Fläche:

$$\vartheta' = -a \int_{t_1}^{t_2} (\vartheta - \vartheta_0)\, dt \qquad (1)$$

auszuwerten. Da die Versuche in allen Fällen ergeben, daß der Temperaturverlauf in dem Zeitintervall t_1 bis t_2 linear ist, wie aus den für dieses Intervall in der Abb. 2 gegebenen beobachteten Temperaturverlauf, der für alle Versuche charakteristisch ist, zu ersehen ist, kann man statt dessen schreiben:

$$\vartheta' = -a\left[\frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}(t_2 - t_1) - \vartheta_0 (t_2 - t_1)\right]. \qquad (2)$$

Die beiden Konstanten a und ϑ_0 ergeben sich aus den beiden Formeln:

$$a = -\frac{1}{\vartheta_2 - \vartheta_1}\left(\frac{d\vartheta_2}{dt} - \frac{d\vartheta_1}{dt}\right) \qquad (3)$$

und

$$\vartheta_0 = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{1}{2a}\left(\frac{d\vartheta_1}{dt} + \frac{d\vartheta_2}{dt}\right). \qquad (4)$$

Werden diese Werte in Formel (2) eingesetzt, so erhält man zum Schluß:

$$\vartheta' = \tfrac{1}{2}\left(\frac{d\vartheta_1}{dt} + \frac{d\vartheta_2}{dt}\right)(t_2 - t_1). \qquad (5)$$

β) Auswertung der Versuche.

Als Beispiel eines Versuchsverlaufs werden in der nachfolgenden Tabelle I die beobachteten und ausgeglichenen Temperaturen sowie zu den letzteren die briggischen Logarithmen mitgeteilt.

Die Logarithmen der beobachteten Temperaturwerte sind in Abhängigkeit von der Zeit in der beifolgenden Kurventafel (3) eingetragen. Diese graphische Darstellung läßt den linearen Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen sehr deutlich erkennen.

Die ausgeglichenen Werte von ϑ_1 und ϑ_2 wurden zur Berechnung der unkorrigierten Temperaturdifferenz zu Anfang und zu Ende des Versuchs zu den Zeiten t_1 und t_2 verwertet, während die Werte von $v_1 = \frac{d\vartheta_1}{dt}$ und $v_2 = \frac{d\vartheta_2}{dt}$ aus den während der letzten 10 Min. der Vorperiode bzw. der ersten 10 Min. der Nachperiode durch Ausgleichung gefundenen Werten für ϑ berechnet werden.

Die Daten für alle ausgeführten Versuche sind in Tabelle IIa für β-Messing I und in Tabelle II b für β-Messing II zusammengestellt. Die daraus berechneten Werte für die Temperaturerhöhung infolge der Wärmetönung sind in der letzten Horizontalreihe dieser Tabellen enthalten.

Tabelle I.

β-Messing I, Versuch Nr. 3.

t_{Min}	ϑ_{beob} in Grad	ϑ_{ber} in Grad	beob − ber	$\lg \vartheta_{\text{ber}}$
		Vorperiode.		
0	523,0	522,4	+0,6	2,71800
5	517,3	517,2	+0,1	2,71369
10	512,3	512,1$_5$	+0,1$_5$	2,70939
15	506,2	507,1	−0,9	2,70508
20	502,0	502,1	−0,1	2,70078
25	496,7	497,1$_5$	−0,4$_5$	2,69649
30	492,6	492,2	+0,4	2,69217
35	487,1$_5$	487,4	−0,2$_5$	2,68787
40	482,7	482,6	+0,1	2,68356
t_1 45	478,1$_5$	477,8	+0,3$_5$	2,67926
		Hauptperiode.		
50	474,0			
55	469,1			
60	465,5			
65	461,0			
70	457,4$_5$			
75	455,8			
80	453,0			
85	449,9			
90	446,7			
95	443,5			
100	440,4			
		Nachperiode.		
t_2 105	437,1	437,2	−0,1	2,64066
110	434,0	433,6	+0,4	2,63712
115	429,9	430,1	−0,2	2,63357
120	426,4	426,6	−0,2	2,63062
125	423,1	423,1	0,0	2,62647
130	419,8	419,7	+0,1	2,62292
135	416,3	416,3	0,0	2,61937
140	412,8	412,9	−0,1	2,60582
145	409,5	409,5	0,0	2,61228
150	406,1$_5$	406,2	−0,0$_5$	2,60873
155	402,9$_5$	402,9	+0,0$_5$	2,60518
160	399,6	399,6	0,0	2,60163

$\vartheta_1 = 477{,}8$ Grad; $\frac{d \lg \vartheta}{dt} = -8{,}607_8 \cdot 10^{-4}$.

$\vartheta_2 = 437{,}2$ Grad; $\frac{d \lg \vartheta}{dt} = -7{,}096_9 \cdot 10^{-4}$.

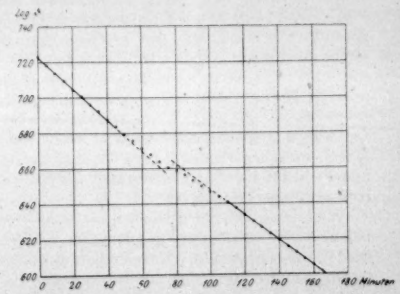


Abb. 3. Abkühlungskurve vom β-Messing. (Abhängigkeit des Logarithmus der Temperatur von der Zeit).

Tabelle II.

Berechnung der Temperaturerhöhung infolge der Wärmetönung.

	Nummer des Versuchs				
	1	2	3	4	5
a) β-Messing I.					
ϑ_1	460,3$_5$	463,2	477,8	485,2$_5$	478,5$_5$
$v_1 = \frac{d\vartheta_1}{dt}$	−0,905	−0,89	−0,96	−0,96$_5$	−0,93
ϑ_2	429,1	402,4	437,2	435,2$_5$	428,4
$v_2 = \frac{d\vartheta_2}{dt}$	−0,69	−0,66	−0,71	−0,67$_5$	−0,68
$\frac{v_1+v_2}{2}$	0,797$_5$	0,775	0,835	0,820	0,805
$t_2 - t_1$	50′	95′	60′	70′	75′
$\vartheta' = \frac{v_1+v_2}{2}(t_2-t_1)$	−39,8$_7$	−73,6	−50,1	−57,4	−60,4
$\vartheta_2 - \vartheta_1$	−31,2$_5$	−60,8	−40,6	−50,0	−50,1$_5$
$(\vartheta_2-\vartheta_1)-\vartheta'$	8,6$_2$	12,8	9,5	7,4	10,2$_5$
Mittelwert der Temperaturerhöhung: 9,7°.					
b) β-Messing II.					
ϑ_1	479,1	481,2$_5$	483,2	482,7	485,0$_5$
$v_1 = \frac{d\vartheta_1}{dt}$	−0,93	−0,88$_5$	−0,90$_6$	−0,90	−0,90$_5$
ϑ_2	421,4	429,9	440,3	442,8	429,4
$v_2 = \frac{d\vartheta_2}{dt}$	−0,63	−0,62	−0,63	−0,62	−0,60
$\frac{v_1+v_2}{2}$	0,78	0,75$_4$	0,76$_8$	0,76	0,75$_3$
$t_2 - t_1$	95′	85′	70′	65′	90′
$\vartheta' = \frac{v_1+v_2}{2}(t_2-t_1)$	−74,1	−64,1	−53,8	−49,4	−67,8
$\vartheta_2 - \vartheta_1$	−57,7	−51,3$_5$	−42,9	−39,9	−55,6$_5$
$(\vartheta_2-\vartheta_1)-\vartheta'$	16,4	12,7$_5$	10,9	9,5	12,1$_5$
Mittelwert der Temperaturerhöhung: 12,3°.					

γ) Ermittlung der Wärmekapazität der Anordnung.

Um aus dem zeitlichen Verlauf der Temperatur die Wärmetönung ermitteln zu können, muß die Wärmekapazität des ganzen Systems bekannt sein. Eine Berechnung derselben aus den Einzelteilen ist nicht möglich, da sich nicht angeben läßt, wie weit und mit welchem Betrage sie in Rechnung gestellt werden müssen. Die extremen Fälle, nämlich der Metallzylinder allein oder die gesamte Anordnung, scheiden aus, da sie zweifellos unrichtige Werte ergeben würden. Der wahre in Rechnung zu ziehende Wert muß jedoch zwischen diesen beiden Werten liegen, und es bleibt nichts anderes übrig, als ihn experimentell zu bestimmen.

Während nun bei den Messungen am Nickelblock, über die demnächst berichtet werden wird[1]), bei dem ganz ähnliche Verhältnisse vorlagen, mehrere Methoden zur Bestimmung der Wärmekapazität angewendet wurden, die im Bereich der erforderlichen Genauigkeit übereinstimmende Werte ergaben, wurde bei den Messingzylindern nur einer der beim Nickel eingeschlagenen Wege beschritten, dessen Prinzip das folgende ist.

Schickt man längere Zeit einen konstanten Strom durch die auf den Messingblock aufgebrachte Heizwicklung, so muß die durch die Wärmezufuhr erzeugte Temperaturerhöhung sich einem Grenzwert nähern, der dann erreicht ist, wenn die in der Heizspule in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge gleich der nach außen in dem gleichen Zeitraume abgegebenen Wärmemenge ist. Die in der Heizspule in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge wird durch Messung von Strom und Spannung bestimmt. Da diese Messung wegen der am Umwandlungspunkte entwickelten Wärme nicht in diesem Temperaturgebiete ausgeführt werden kann, muß sie unterhalb und oberhalb desselben vorgenommen werden. Zahlreiche Messungen der Gleichgewichtsleistungen, die bei verschiedenen

1) Sie wurden zur Bestimmung der Umwandlungswärme bei der magnetischen Umwandlung durchgeführt.

Temperaturen an beiden Messingzylindern gemacht wurden, ergaben eine lineare Abhängigkeit derselben von der Temperatur, woraus für jeden Versuch der für die Mitteltemperatur desselben geltende Wert durch Interpolation ermittelt werden konnte. Bei jedem Versuch ergibt der Quotient aus der Gleichgewichtsleistung $E \cdot J$ und dem Mittelwerte des Temperaturfalles

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{v_2 + v_2}{2}$$

(siehe Tabelle II) während des Versuchs die Wärmekapazität des ganzen Systems. Die Wärmekapazität K in elektrischen Einheiten ist also:

$$K = \frac{E \cdot J}{\frac{d\vartheta}{dt}},$$

wobei $\frac{d\vartheta}{dt}$ in Graden pro Sekunde zu rechnen ist. Zur Umrechnung in Kalorien pro Grad sind die gefundenen Werte mit 0,239 zu multiplizieren.

Die Bestimmungen der Gleichgewichtsleistungen wurden, wie bereits erwähnt, bei verschiedenen Temperaturen oberhalb und unterhalb des Umwandlungsintervalls ausgeführt. Für die Messingblöcke I und II wurden Werte ermittelt, die in der folgenden Tabelle III angegeben sind.

Tabelle III.

Bestimmung der Gleichgewichtsleistungen.

t° C	W_t Watt beob	W_t Watt ber	beob − ber
	a) Messingblock I.		
206,0	78,3	95,3	− 17,0
235,4	130,0	115,5	+ 14,5
246,2	128,5	122,9	+ 5,6
337,2	190,4	185,3	+ 5,1
344,8$_5$	164,5	189,3	− 24,8
345,0	208,1	189,4	+ 18,7
418,1	261,8	282,7	− 20,9
495,5	272,0	293,3	− 21,3
(502,0	349,6)	297,8	+ 51,8
	b) Messingblock II.		
196,9	68,3	65,4	+ 2,9
229,0	83,4$_5$	87,0	− 3,5$_5$
332,1	145,1	155,9	− 10,8
348,9	169,3	167,4	+ 1,9
355,0	169,4	171,5	− 2,1
491,2	265,1	262,6	+ 2,5
506,9	286,7	273,1	+ 13,6
510,5	274,0	277,6	− 3,6

Die graphische Darstellung der ermittelten Werte ergibt für den Messingblock II, daß sich die Abhängigkeit der Gleichgewichtsenergie von der Temperatur sehr gut durch die folgende Formel darstellen läßt:

$$W_t = - 56{,}4 + 0{,}67 \cdot t.$$

Die nach dieser Formel berechneten Werte für W_t sind unter W_t ber. in die Tabelle III b eingetragen.

Für den Messingblock I streuen die Werte stärker, doch lassen sich die einzelnen Beobachtungen ebenfalls einer Geraden zuordnen, welche der für den Messingblock II gefundenen nahe parallel läuft. Die hierfür ermittelte Formel lautet:

$$W_t = - 45{,}5 + 0{,}68 \cdot t.$$

Die hiernach berechneten Werte für W_t sind unter W_t ber. in die Tabelle III a eingetragen.

Mit Hilfe dieser Formeln wurden die Gleichgewichtsleistungen zur Berechnung der effektiven Wärmekapazität der Anordnung für jeden Versuch ermittelt.

δ) Berechnung der Wärmetönung.

Die so für die Wärmekapazität gefundenen Werte sind in den Tabellen IV a und IV b für β-Messing I und II zusammengestellt. In der mit Wärmekapazität cal/Grad bezeichneten Horizontalreihe finden sich die für die Wärmekapazität gefundenen Werte, die mit den in der folgenden Horizontalreihe enthaltenen den Tabellen II a und II b entnommenen Werten für die Temperaturerhöhung multipliziert die gesamte entwickelte Wärmemenge ergeben.

Die Schwierigkeiten, mit denen diese Messungen verknüpft sind, bringen es mit sich, daß die erreichbare Genauigkeit nicht sehr groß ist, wie aus den in der letzten Horizontalreihe beider Tabellen verzeichneten Abweichungen vom Mittelwert zu ersehen ist. Dividiert man diese Mittelwerte durch die Gewichte der Messingzylinder, so erhält man die Wärmetönung pro g Messing.

Es ergibt sich

für β-Messing I $\quad \frac{45450}{25160} = 1{,}81$ cal/g,

für β-Messing II dagegen $\frac{55520}{22700} = 2{,}48$ cal/g.

Dieser Unterschied ist ziemlich groß. Hierbei ist angenommen, daß beide Blöcke vollständig aus β-Messing bestehen. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie aus einem Vergleich der Analysenergebnisse (S. 387) mit dem im Zustandsdiagramm der Kupfer–Zink-Legierungen (siehe Abb. 4) dargestellten Existenzgebiete des β-Messings hervorgeht. Hieraus ist zu ersehen, daß der Block I neben β-Messing noch α-Messing[1]) enthält. Da der Block I neben 0,95 Proz. Verunreinigung durch andere Metalle 56,46 Proz. *Cu* enthält, während die obere Grenze des Existenzgebietes des β-Messings (siehe Abb. 4) bei 54,3

1) Da weder α- noch γ-Messing Umwandlungen erleiden und außerdem mit β-Messing nur heterogene Gemenge bilden, ist eine Beeinflussung der Wärmetönung durch diese Phasen ausgeschlossen.

Proz. *Cu* liegt, läßt sich aus diesen Angaben das Mengenverhältnis von α-Messing (untere Grenze 61,0 Proz. *Cu*) zu β-Messing berechnen. Es ergibt sich, daß der Anteil des β-Messings 59,7 Proz. des

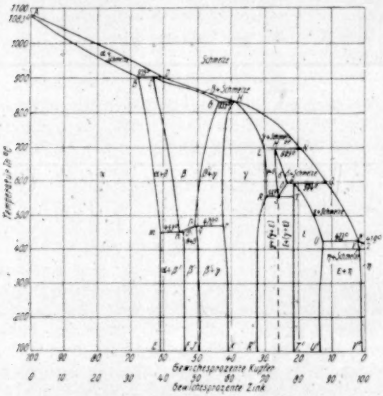


Abb. 4. Das Zustandsdiagramm der Kupfer-Zink-Legierungen (nach Bauer und Hansen).

gesamten Messinggehaltes beträgt. Unter Berücksichtigung dieses Gehalts an β-Messing ist die β-Messingmenge des Blocks I zu 14860 g anzusetzen, so daß die Wärmetönung zu:

$$\frac{45450}{14860} = 3{,}0_6 \text{ cal/g}$$

ergibt.

Der Block II enthält dagegen zu wenig Kupfer. Er stellt sich also als eine eutektische Mischung von β- und γ-Messing[1]) dar. In diesem Falle ist jedoch die untere Grenze des β-Messinggebietes einzusetzen, die nach den Angaben von Bauer und Hansen[2]) 49,8 Proz. *Cu* enthält. Die Grenze der γ-Kristalle liegt beim Umwandlungspunkte (in Abb. 4: *r*) bei 42,5 Proz. *Cu*. Hieraus berechnet sich unter Berücksichtigung der 0,95 Proz. betragenden Verunreinigungen der Gehalt des Messings an der β-Phase zu 82,2 Proz., so daß sich die Wärmetönung zu:

$$\frac{55520}{18465} = 3{,}0_1 \text{ cal/g}$$

ergibt.

Im Mittel errechnet sich somit für die Umwandlungswärme des β-Messings ein Wert von:

3,0 cal/g.

Die Übereinstimmung der beiden Werte ist besser, als nach den Versuchsfehlern der Einzelmessungen zu erwarten ist. Immerhin ergibt sich hieraus, daß die Wärmetönung der Umwandlung scheinbar als unabhängig von der Konzentration des Mischkristalls anzusehen ist und wesentlich nur durch die noch nicht geklärte Umwandlung dieser Phase bedingt wird.

Auffallend bei diesen Versuchen ist die lange Zeit, über welche sich die Wärmeentwicklung erstreckt; dies rührt jedoch nicht von einer Verzögerung irgendwelcher Art her, da sich das für jede Temperatur geltende Gleichgewicht sehr rasch einstellt, wie aus den Messungen der Änderung der anderen physikalischen Eigenschaften deutlich hervorgeht; es ist vielmehr jeder Temperatur ein bestimmter Grad der Umwandlung und damit ein bestimmter Bruchteil der Wärmeentwicklung zugeordnet. Das Temperaturgebiet der Umwandlung, außerhalb dessen das Newtonsche Abkühlungsgesetz genau erfüllt ist, erstreckt sich über ein Interyall von 40 bis 60°. Die von Ruer und Kremers[1]) aufgestellte Behauptung, wonach das Umwandlungsintervall sich bis etwa 200° C ausdehnen soll, wird weder durch die Abkühlungsmessungen, bei denen eine lineare Abhängigkeit des Logarithmus der Temperatur von der Zeit bis zu dieser Temperatur mit großer Genauigkeit erfüllt ist, wie durch besondere Messungen festgestellt wurde, noch durch den Verlauf der Änderungen der übrigen untersuchten physikalischen Eigenschaften bestätigt. Mit der Annahme, daß die Umwandlung in einem Übergang von geordneter zu ungeordneter Atomverteilung besteht, befindet sich das Erscheinungsbild bei der Wärmeentwicklung in Einklang, da anzunehmen ist, daß dieser Übergang ein stetiger ist, der sich über ein gewisses Temperaturgebiet hinzieht.

Anders verhält es sich mit der von Johannsson[2]) gegebenen Erklärung, nach der zu erwarten wäre, daß die gemessene Wärmetönung der Anzahl der vorhandenen Zinkatome proportional sein sollte. Nun enthalten die von uns untersuchten beiden Messingblöcke sehr verschiedene Mengen Zink in der β-Phase, und zwar beträgt der Gehalt des in Messing I enthaltenen β-Messings 45,7 Proz. *Zn*, während der Gehalt des in Messing II enthaltenen β-Messings 57,5 Proz. *Zn* beträgt. Die Zinkmenge im β-Messing der ersten Legierung ist also um etwa 20 Proz. kleiner als in der zweiten Legierung, und um ebensoviel müßte die Wärmetönung kleiner sein. Bei beiden Legierungen wurde jedoch die gleiche Wärmetönung gefunden. Da die Unsicherheit der Bestimmung dieser Wärmetönung aber sicher erheblich kleiner als 20 Proz. ist, ist dies Ergebnis nicht mit den Forderungen der Theorie von Johannsson in Einklang zu bringen.

1) Siehe Anmerkung 1, S. 391.
2) l. c., S. 139.

1) R. Ruer u. K. Kremers, Zeitschr. f. anorg. Chem. **184**, 215, 1929.
2) C. H. Johannsson, Ann. d. Phys. IV, **84**, 967, 1927.

Tabelle IV.

Berechnung der Wärmetönung.

	Nummer des Versuchs				
	1	2	3	4	5
a) Messing I.					
Mitteltemperatur des Versuchs	444.7	439.2	457.5	460.2[5]	453.4[5]
$\frac{d\vartheta}{dt}$ pro Minute	0.797[5]	0.775	0.835	0.820	0.805
$\frac{d\vartheta}{dt}$ pro Sekunde · 10^2	1.328	1.291	1.391	1.366	1.341
Gleichgewichtsleistung: Watt	259	255	267.5	269.5	264.5
Wärmekapazität: $\frac{\text{Watt}}{d\vartheta/dt}$	19500	19750	19220	19720	19720
Wärmekapazität: cal/Grad	4660	4720	4590	4710	4710
Temperaturerhöhung: °C[1]	8.6	12.8	9.5	7.4	10.2[5]
Wärmetönung: cal	40100	60400	43600	34850	48300
Abweichung vom Mittel in Prozent	−11.8	+32.9	−4.1	−23.3	+6.3
Mittelwert der Wärmetönung: 45450 cal.					
b) Messing II.					
Mitteltemperatur des Versuchs	450.2	455.6	461.8	462.8	457.2
$\frac{d\vartheta}{dt}$ pro Minute	0.780	0.754	0.768	0.760	0.753
$\frac{d\vartheta}{dt}$ pro Sekunde · 10^2	1.299	1.256	1.278	1.266	1.254
Gleichgewichtsleistung: Watt	235.5	238.5	243.0	243.5	240.0
Wärmekapazität: $\frac{\text{Watt}}{d\vartheta/dt}$	18130	18980	19010	19220	19140
Wärmekapazität: cal/Grad	4333	4527	4543	4595	4575
Temperaturerhöhung: °C[2]	16.4	12.7[5]	10.9	9.5	12.1[5]
Wärmetönung: cal	71080	57720	49540	43660	55600
Abweichung vom Mittel in Prozent	+28.5	+4.0	−10.8	−21.4	+0.1
Mittelwert der Wärmetönung: 55520 cal.					

1) Aus Tabelle IIa. — 2) Aus Tabelle IIb.

II. Bestimmung anderer physikalischer Eigenschaften.

Außer der Wärmetönung der Umwandlung wurden noch verschiedene andere Eigenschaften des β-Messings in der Umgebung des Umwandlungsgebietes untersucht, und zwar handelt es sich um Thermokraft, thermische Ausdehnung und Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes. Diese Messungen wurden, obwohl schon z. T. Beobachtungen von anderer Seite vorliegen, ausgeführt, um genauere Daten für diese Eigenschaftsänderungen zu gewinnen.

a) Thermokraft, Platin-β-Messing I.

Zur Messung der Abhängigkeit der Thermokraft des β-Messings I gegenüber Platin wurde in die an dem Block angebrachte Bohrung zusammen mit dem zur Messung der Temperatur dienenden Thermoelement aus Konstantan-Silber ein Platindraht eingeführt, der das Messing an der Stelle berührte, wo sich das Thermoelement befand. Außerdem wurde in der Nähe des Randes des Messingblocks ein Stab aus β-Messing eingeschraubt, über dessen oberes Ende ein Glastrichter geschoben war, der unten gegen den Stab abgedichtet war. Dieser Trichter war während der Messungen dauernd mit Eis gefüllt, um eine Erhitzung des an dem oberen Ende des Stabes befindlichen Überganges zu den Zuleitungen zu vermeiden. Die Thermokraft wurde in dem Temperaturgebiet von 0° bis etwa 550° gemessen. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle V

Tabelle V.

Thermokraft. Platin gegen β-Messing I.

t° C	E Millivolt	$\frac{dE}{dt}$ Mikrovolt Grad
0	0	
		5.42
96.7	0.524	
		7.38
152.2	0.934	
		8.42
202.5	1.357	
		9.66
263.9	1.951	
		10.79
301.8	2.360	
		11.51
348.5	2.897	
		11.97
396.8	3.475	
		12.84
447.7	4.128	
		—
474.7	4.490	
		13.30
499.3	4.817	
		12.78
554.7	5.525	

mit den aus je zwei aufeinanderfolgenden Beobachtungen berechneten Werten des Temperaturkoeffizienten der Thermokraft angegeben.

Aus der graphischen Darstellung (Abb. 5) dieser Daten ist zu ersehen, daß die die Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur darstellende Kurve in dem Intervall zwischen

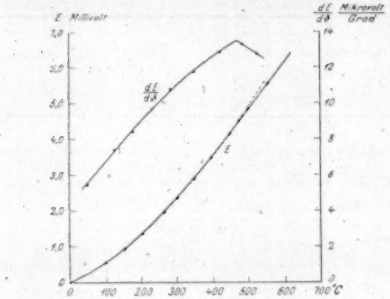


Abb. 5. Thermokraft von β-Messing I gegen Platin

450° und 500° ihre Richtung ändert, während die Kurve der Temperaturkoeffizienten in dem gleichen Intervall einen Knick besitzt.

b) Thermische Ausdehnung.

α) Frühere Untersuchungen.

Die erste Feststellung der Volumenänderung infolge der Umwandlung des β-Messings erfolgte durch M. Oknow[1]), der einen Unterschied des spezifischen Gewichts zwischen geglühten und abgeschreckten Proben feststellte. Genauere Messungen wurden hierauf zuerst von P. D. Merica und L. W. Schad[2]) ausgeführt, welche die lineare thermische Ausdehnung von zwei Messinglegierungen bestimmten. Während die Ausdehnungskurve für eine Legierung mit 64,6 Proz. *Cu* (α-Messing) zwischen 20 und 600° C einen durchaus gleichmäßigen Verlauf zeigte, wurde bei einer Legierung mit 55,5 Proz. *Cu*, die also vorwiegend aus β-Messing bestand, eine Diskontinuität beobachtet, die darin besteht, daß von etwa 300° an die Ausdehnung immer mehr zunimmt, bis bei 455° ein Maximum derselben erreicht wird. Bei dieser Temperatur, oberhalb der die Kurve wieder parallel der Kurve der α-Legierung verläuft, befindet sich ein deutlicher Knick.

Dieser Befund wurde von Braesco[3]) bestätigt, der dilatometrische Messungen an sechs verschiedenen Messinglegierungen (41, 52, 54, 56, 58 und 72 Proz. *Cu*) ausführte. Während die Legierung mit 72 Proz. *Cu* (α-Messing) keine Unregelmäßigkeiten aufweist, zeigt schon die Legierung mit 56 Proz. *Cu* (α + β) von 350° an in zunehmendem Maße eine deutliche Richtungsänderung und besitzt zwischen 460° und 465° einen Inflektionspunkt, der beim Erkalten bei etwa 440° liegt. Die Legierungen mit 54, 52 und 41 Proz. *Cu* zeigen ähnliches Verhalten, das bei der Legierung mit 58 Proz. *Cu* bereits schwächer ausgeprägt ist.

Auch Matsuda[1]), der die Ausdehnung zahlreicher Legierungen im Intervall von 36,56 bis 60,92 Proz. *Cu* untersuchte, sowie Tammann und Heusler[2]), die Differentialerhitzungs- und Abkühlungskurven von einer Legierung mit 52 Proz. *Cu* aufnahmen, gelangten zu ähnlichen Ergebnissen.

β) Eigene Messungen.

Für die Ausdehnungsmessungen wurde ein auf etwa 4 mm Durchmesser abgedrehter Stab aus β-Messing I von 14,94 cm Länge benutzt. Vor Beginn der Messungen wurde derselbe in evakuiertem Porzellanrohr dreimal je 24 Std. auf 580° C mit nachfolgender langsamer (20 Std.) Abkühlung bis zur Erreichung eines konstanten Nullwertes erhitzt und auf diese Weise gealtert. Hierauf erfolgte die Messung der Längenänderung bei verschiedenen Temperaturen bis 600° C im Nickelblockofen nach der Rohrmethode.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der folgenden Tabelle VI zusammengestellt. In der ersten Kolumne sind die Temperaturintervalle verzeichnet, welchen die in der dritten Kolumne enthaltenen gemessenen Längenänderungen entsprechen. Die in der zweiten Kolumne gegebenen β_m-Werte beziehen sich gleichfalls auf das ganze daneben in der 1. Kolumne verzeichnete Temperaturgebiet, während die in der letzten Kolumne mitgeteilten Werte für β sich auf die Temperaturdifferenz zweier aufeinanderfolgender Messungen beziehen. Die graphische Darstellung (Abb. 6) gibt außer den direkt gemessenen Werten für die Längenänderung bei verschiedenen Temperaturen die in der letzten Kolumne berechneten Werte für β wieder. Während die die Längenänderungen darstellende Kurve bei etwa 452° C eine kleine Richtungsänderung erfährt, läuft die β-Kurve bei der gleichen Temperatur in eine Spitze aus. In beiden Kurven markiert sich also die Umwandlung bei 452°.

1) M. Oknow, Journ. d. Russ. Nat. Ges. **6**, 442, 1915.
2) P. D. Merica u. L. W. Schad, Bull. Bur. of Standards **14**, 571, 1919.
3) P. Braesco, Ann. de phys. **14**, 6, 1920.

1) P. Matsuda, Sc. Rep. Tohoku, Imp. Univ. **11**, 223, 1922.
2) G. Tammann u. O. Heusler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **158**, 349, 1926.

Um festzustellen, ob eine Verschiedenheit der Erhitzungs- bzw. Abkühlungsgeschwindigkeit von Einfluß auf die Temperatur des Beginns der Umwandlung ist, wurden hierauf sich erstreckende

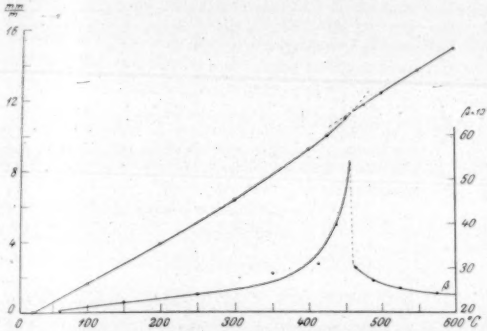


Abb. 6. Thermische Ausdehnung von β-Messing I.

Messungen mit dem Chevenardschen Differentialdilatometer bei verschiedener Abkühlungsgeschwindigkeit des untersuchten Stabes aus β-Messing in entgegenkommender Weise von der Firma P. F. Dujardin & Co. in Düsseldorf, wofür wir an dieser Stelle unseren besten Dank sagen, ausgeführt. Abb. 7 gibt eine Reproduktion der auf diese Weise erhaltenen Registrierkurven. Während die Erhitzungsgeschwindigkeit bei den

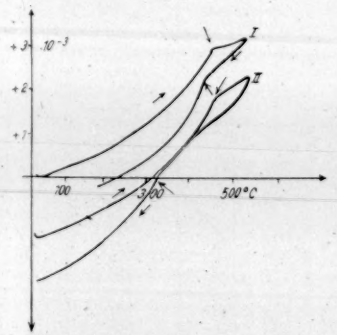


Abb. 7. Thermische Ausdehnung von β-Messing I bei verschiedenen Erhitzungsgeschwindigkeiten (aufgenommen mit dem Chevenardschen Differentialdilatometer).

beiden reproduzierten Kurven die gleiche von 200° pro Stunde ist, war bei Kurve I die Abkühlungsgeschwindigkeit ungefähr die gleiche, während bei Kurve II eine wesentlich raschere Abkühlung dadurch hervorgerufen wurde, daß der elektrische Ofen entfernt wurde, so daß sich das 5 cm lange Probestäbchen in freier Luft abkühlen konnte. Diese beiden Versuche ergeben, daß zwar bei der Erwärmung die Umwandlung bei der gleichen Temperatur wie bei langsamer Abkühlung eintrat, daß jedoch infolge der sehr verschiedenen raschen Abkühlung ein Temperatur-

Tabelle VI.

Thermische Ausdehnung von β-Messing I.

Temperaturgebiet in Grad	$\beta_m \cdot 10^6$	$\Delta l \frac{mm}{m}$	$\beta \cdot 10^6$
Zwischen 20 und 100	20,16	1,613	20,16
Zwischen 20 und 200	21,39	$3,85_0$	22,37
Zwischen 20 und 300	22,34	$6,25_4$	24,04
Zwischen 20 und 400	24,00	$9,12_1$	28,67
Zwischen 20 und 425	24,43	$9,80_3$	30,88
Zwischen 20 und 450	25,30	$10,88_1$	39,52
Zwischen 20 und 475	25,56	$11,62_8$	29,88
Zwischen 20 und 500	25,64	$12,30_5$	27,08
Zwischen 20 und 550	25,62	$13,57_7$	25,44
Zwischen 20 und 600	25,50	$14,79_2$	24,30

unterschied in dem Beginn der Rückumwandlung zu bemerken ist, der sich in einer Verzögerung bei rascher Abkühlung geltend macht.

c) Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes und spezifischer Widerstand des β-Messings.

α) Frühere Messungen.

Die Ermittlung der Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur ist eine häufig gebrauchte Methode zur Feststellung von Umwandlungspunkten, die auch von verschiedenen Forschern auf die Umwandlung des β-Messings angewandt worden ist. Die ersten derartigen Messungen am β-Messing wurden von Matsuda[1]) ausgeführt, der die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes zwischen Zimmertemperatur und 600° C an 15 Messinglegierungen verschiedener Zusammensetzung (Proz.-Gehalt des *Cu* von 36,56 bis 60,92) ermittelte. Der meistens reversible flache Verlauf der Kurven, die in der Umgebung des Umwandlungsgebietes allmählich ihre Richtung ändern, erlaubt nicht, den Inflektionspunkt genau zu bestimmen. Da bei keiner Temperatur eine sprungartige Widerstandsänderung auftritt, wie dies bei normalen Umwandlungen der Fall sein müßte und bei Bronzelegierungen (*Cu–Sn*) auch tatsächlich von Matsuda beobachtet worden ist, muß die β-Messingumwandlung einen anderen Charakter tragen als die zuletzt genannte. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangte

1) T. Matsuda, Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ. **11**, 223, 1922.

Imai[1]), der feststellte, daß der Widerstand beim Konstanthalten der Temperatur während 80 Minuten auch im Umwandlungsgebiete sich nicht ändert. Die Temperaturen der Knickpunkte ließen jedoch im Gegensatz zu den Ergebnissen von Matsuda keine Abhängigkeit der Zusammensetzung erkennen. Schließlich haben noch J. L. Haughton und W. F. Griffith[2]) die Widerstandskurven von Kupfer—Zinklegierungen verschiedener Zusammensetzung aufgenommen, wobei die Temperatursteigerung nur etwa 2° in der Stunde betrug, so daß der jeder Temperatur entsprechende Gleichgewichtszustand mit Sicherheit erreicht war. Diese Messungen, die wohl als die sorgfältigsten anzusehen sind, ergaben, daß die Widerstandszunahme mit steigender Temperatur bis zur Temperatur des Knickpunkts stetig erfolgt, worauf der Temperaturkoeffizient des Widerstandes plötzlich abfällt. Sie fanden in dem Konzentrationsbereiche von 50 bis 55 Proz. *Cu* eine Abnahme des durch diese Knickpunkte dargestellten Umwandlungspunktes um etwa 17°.

β) Eigene Messungen.

1. Polykristallines Material.

An einem zylindrischen Stabe aus β-Messing I von 10,60 cm Länge und 5,846 mm Durchmesser wurde zunächst der spezifische Widerstand bei 20° zu:

$$\sigma = 5{,}098 \cdot 10^{-6}$$

und der Temperaturkoeffizient zwischen 19,5 und 29° C zu:

$$\alpha = 2{,}65_3 \cdot 10^{-3}$$

ermittelt. Sodann wurde an einem zweiten Stäbchen aus dem gleichen Material von 5 cm Länge und 3 mm Durchmesser, an das Potentialdrähte in einem Abstande von 36 mm voneinander hart angelötet waren, die Änderung des Widerstandes zwischen 0° und etwa 541° C gemessen. Zu diesem Zwecke wurde die in einem evakuierten Porzellanrohr eingeschlossene Probe zunächst während 45 Stunden bei 560° C gealtert und sehr langsam (14 Stunden) auf Zimmertemperatur abgekühlt. Dieses Verfahren wurde zur Erreichung eines konstanten Widerstandes bei 0° C ($= 2{,}433_8 \cdot 10^{-4}$ Ohm) noch einmal wiederholt. Sodann wurden die Messungen bei verschiedenen Temperaturen und zwar, wie aus Tabelle VIIa ersichtlich, bei abwechselnd steigender und fallender Temperatur ausgeführt. Die in dieser Tabelle enthaltenen Werte wurden zur Herstellung zweier graphischer

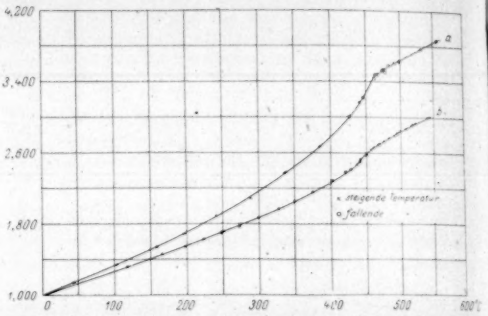


Abb. 8a. Widerstandstemperaturkurve von β-Messing I. Kurve a: Einkristall, Kurve b: Polykristall.

Darstellungen (Abb. 8a und 8b) benutzt, von denen die eine das gesamte Temperaturgebiet umfaßt, während in der zweiten nur das Gebiet von 400 bis 540° berücksichtigt wurde. Aus Abb. 8a ist zu erkennen, daß die die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur darstellende Kurve b bei 450° eine plötzliche Richtungsänderung aufweist, während die in größerem Maßstabe gezeichnete, nur das Umwandlungsgebiet umfassende Kurve der Abb. 8b zeigt, daß die bei steigender (Kreuze) bzw. fallender (Kreise) Temperatur aufgenommenen Punkte sich sehr gut in einem glatten Kurvenzug einordnen. Bei der Umwandlung, die sich also auch bei dem

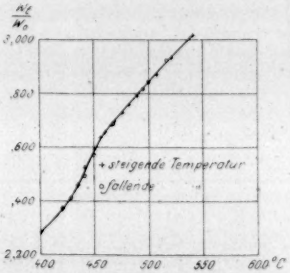


Abb. 8b. Widerstandstemperaturkurve von polykristallinen β-Messing I im Umwandlungsgebiet.

Widerstand deutlich bemerkbar macht, treten also Verzögerungserscheinungen infolge derselben weder bei steigender, noch bei fallender Temperatur auf.

1) H. Imai, Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ. **11**, 313, 1922.

2) J. L. Haughton u. W. F. Griffith, Journ. Inst. of Met. **34**, 245, 1925.

2. Einkristall[1]).

Außer an polykristallinem Material wurde die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur noch an einem Einkristall aus β-Messing, der von Herrn Dr. Weerts freundlichst zur Verfügung gestellt worden war, zwischen 50 und 550° C gemessen. Die im Kabelwerk der AEG ausgeführte Analyse des 5 cm langen und 3,14 mm dicken zylindrischen Stäbchens, dessen Widerstand bei 0° C $1{,}4632 \cdot 10^{-4}$ Ohm betrug, hatte folgendes Ergebnis: *Cu* 50,23 Proz., *Zn* 49,69 Proz., *Fe* 0,084 Proz., *Pb* Spuren. Auch bei dem Einkristall ergab sich ein Kurvenverlauf (Kurve a der Abb. 8a), der dem bei polykristallinem Material gefundenen sehr ähnlich ist. Nur liegt die die Umwandlung begleitende Unregelmäßigkeit um etwa 20° höher, was vielleicht auf die etwas andere Zusammensetzung zurückzuführen ist (Tab. VII b).

Tabelle VII.

Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur.

t° C	$\frac{R_t}{R_0}$	t° C	$\frac{R_t}{R_0}$
a) Polykristallines Material (β-Messing I).			
0	1,0000	466,1	2,6852
118,4	1,3133	468,9	2,6987
166,0	1,4573	476,2	2,7306
198,6	1,5463	482,8	2,7596
223,8	1,6228	490,2	2,7920
252,0	1,7091	508,5	2,8719
274,4	1,7809	521,7	2,9338
299,3	1,8665	541,3	3,0163
326,8	1,9676	248,5	1,6916
326,2	1,9614	517,2	2,9241
350,4	2,0559	499,3	2,8423
374,5	2,1565	494,5	2,8137
401,4	2,2842	467,7	2,6849
420,9	2,3863	450,2	2,5714
435,4	2,4592	440,6	2,4931
441,6	2,5271	428,0	2,4104
450,2	2,5930	420,6	2,3690
456,4	2,6372	399,7	2,2527
460,6	2,6593	273,6	1,7709
b) Einkristall aus β-Messing.			
$43{,}3_5$	1,1412	445,6	3,2157
103,0	1,3354	474,3	3,5214
$157{,}8_4$	1,5375	474,6	3,5269
196,4	1,6840	483,7	3,5793
241,1	1,8764	492,4	3,6031
288,4	2,0897	493,0	3,6066
336,0	2,3692	499,3	3,6300
337,3	2,3800	476,5	3,5311
385,7	2,6685	471,2	3,5046
401,5	2,9107	466,5	3,4755
440,0	3,1594	461,8	3,4324
446,1	3,2001	458,1	3,3703
474,3	3,5341	493,8	3,6052
493,0	3,6046	531,2	3,7691
0	1,0000	557,0	3,8612
426,6	3,0045		

1) Diese Messungen wurden durch Herrn Dr. Lob ausgeführt.

Zusammenfassung.

In dem Umwandlungsgebiete des β-Messings wurde die Wärmetönung der Umwandlung sowie die Änderung der Thermokraft, der Wärmeausdehnung und des elektrischen Widerstandes mit der Temperatur über ein größeres Temperaturintervall gemessen. Die Wärmetönung wurde zu 3,0 cal/g, also von der gleichen Größenordnung wie bei allotropen Umwandlungen, bestimmt. Die Ergebnisse der Ausdehnungs- und Widerstandsmessungen befinden sich in Übereinstimmung mit den Resultaten früherer Untersuchungen. Bemerkenswert ist, daß die Wärmetönung nicht, wie es bei gewöhnlichen (allotropen) Umwandlungen der Fall ist, an einen bestimmten Temperaturpunkt gebunden ist, sondern sich über ein größeres Temperaturintervall, und zwar von etwa 430° bis 480° C, hinzieht. Daß es sich tatsächlich um einen mit der Temperatur fortschreitenden Vorgang handelt, wird außerdem besonders durch die Ergebnisse der Widerstandsmessungen erwiesen, aus denen hervorgeht, daß sowohl beim Steigen wie beim Fallen der Temperatur jedem Werte derselben ein bestimmter Wert des Widerstandes auf einer kontinuierlich die Richtung ändernden Kurve zugeordnet ist. Das gleiche Verhalten ist, wenn auch weniger ausgeprägt, bei dem Verlaufe der Kurven für die Thermokraft und die thermische Ausdehnung zu beobachten. In dem Umwandlungsintervall ist der Kurvenverlauf wesentlich verschieden von dem Verlaufe unterhalb und oberhalb des Umwandlungsgebietes. Niemals tritt jedoch eine für eine Umwandlung gewöhnlicher Art charakteristische, sprungweise verlaufende Änderung der Eigenschaften auf. Die Geschwindigkeit der Einstellung des Gleichgewichtszustandes ist so groß, daß ein Zurückbleiben nur bemerkt werden kann, wenn die Temperaturänderung sehr rasch vor sich geht, wie dies bei dem Versuche mit dem Chevenardschen Differentialdilatometer der Fall ist.

Die Ergebnisse der Untersuchung bringen keine Entscheidung über die Natur dieser Umwandlung, sie stehen jedoch im Einklang mit der von Straumanis und Weerts geäußerten Vermutung, daß die β-Messingumwandlung auf einen reversiblen Übergang von geordneter in ungeordnete Atomverteilung zurückzuführen ist.

Berlin-Charlottenburg, im März 1934.

(Eingegangen 3. April 1934.)

Das elektrische Feld der Gewitterwolke.

Von Johannes Fischer.

Zu einer „elementaren Beschreibung" des statischen Gewitterfeldes" kommt F. Ollendorf [1] durch Berechnung des Feldes, das eine parallel zum Erdboden angenommene, kreisförmige elektrische Doppelschicht hervorbringt. Dieses Feld ist in seiner Struktur identisch mit dem magnetischen Feld, wie es von zwei gleich starken Strömen verursacht wird, die parallel zueinander auf gleich großen Kreisbahnen dieselbe Achse gleichläufig umkreisen. Das Feldbild hierfür hat, wie Ollendorf bemerkt, schon Maxwell [2] angegeben. Die Darstellung derartiger Gegenstände in geschlossener Form führt auf elliptische Integrale, während Maxwell hierfür die Entwicklung nach Kugelfunktionen ihrer Handlichkeit wegen vorzieht [3]. Für die Wahl der Dipolscheibe als Modell der Gewitterwolke dürfte rein makroskopisch, abgesehen von anderen Erwägungen, die Tatsache mitbestimmend gewesen sein, daß auf dieser kreisförmigen Doppelschicht die Feldstärke mit der Entfernung r vom Mittelpunkt bis zum Scheibenrand $r = a$ ansteigt. Man sieht das am leichtesten aus der folgenden Reihenentwicklung:

Feldstärke proportional

$$\left\{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 3\left(\frac{r}{a}\right)^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 5\left(\frac{r}{a}\right)^4 + \left(\frac{1\cdot 3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}\right)^2 7\left(\frac{r}{a}\right)^6 + \cdots\right\}. \qquad (1)\ [4]$$

Dies divergiert für $r \to a$ wie $(a^2 - r^2)^{-1}$. Vgl. Fig. 1a.

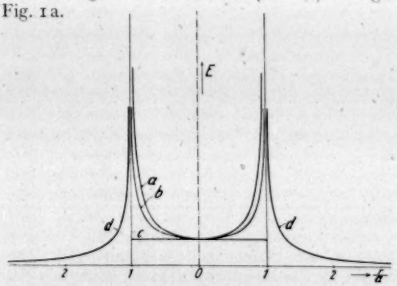


Fig. 1. Numerische Feldstärke E in der Ebene der Kreisscheibe.

Ein kennzeichnendes Merkmal der Doppelschicht ist es, daß die Feldstärke sie stetig durchsetzt. Da man dies für die geladene Wolke nicht annehmen kann, muß man, wie Ollendorf bemerkt, die von ihm angenommene Dipolscheibe als Ersatz für zwei in endlicher Entfernung voneinander befindliche, entgegengesetzt gleich große Ladungen tragende Kreisscheiben betrachten, die also in die angenommene Doppelschicht übergehen müssen, wenn man sie einander unendlich nahe gegenüberstellt. Nun erhält man nach elementaren Überlegungen [5] die von Ollendorf benutzte Dipolscheibe bei unbegrenzter Annäherung zweier Quellenscheiben, deren Ladungsdichte überall die gleiche ist. Für die als Modell der Gewitterwolke angenommenen, in endlicher oder unendlich kleiner Entfernung einander gegenüberstehenden Scheiben eine gleichmäßige Ladungsverteilung vorauszusetzen, besteht aber gar kein Grund, es ist im Gegenteil eine solche Verteilung in hohem Maß unwahrscheinlich, weil sie in Strenge physikalisch unmöglich ist.

Damit hängt ein weiterer, ebenso bedenklicher Mangel dieser Modellvorstellung zusammen: In der Ebene der angenommenen Doppelschicht hat bekanntlich die Feldstärke nirgends eine radiale Komponente. Es würden demnach in gleicher Höhe schwebende Wolken, wenn sie die angenommene Dipolnatur hätten, sich gegenseitig nicht beeinflussen, keinerlei Kräfte aufeinander ausüben, und Blitzschläge auf dem kürzesten Wege zwischen ihnen wären unmöglich.

Aber auch wenn man diese Bedenken ablehnen wollte, so müßte man doch berücksichtigen, daß nach den heutigen Vorstellungen der Meteorologie über die Gewitterbildung der Abstand der beiden geladenen Schichten stets ein Vielfaches der Entfernung der unteren Schicht vom Erdboden beträgt, also dieser gegenüber keinesfalls vernachlässigt werden kann, wie das die Annahme einer Dipolscheibe voraussetzt [6]. Dipolnatur in dem von Ollendorf angenommenen Sinn kommt also den Ladungsträgern beim Gewitter nach diesen Vorstellungen nicht zu.

Unter diesen Umständen liegt es nahe, nach einer anderen Modellvorstellung zu suchen, bei der die Voraussetzungen sich weniger weit von der Wirklichkeit entfernen. Sie wäre der erörterten dann vorzuziehen, wenn sie es gestattete, die Erscheinungen ebenso gut oder weitergehend und womöglich auf einfacherem Wege zu erklären. Der natürlichste Gedanke ist hier, zunächst, unbeschadet späterer Ergänzung, anzunehmen, daß die Wolke in ihrer Gesamtheit nicht als Dipol, sondern als einfach geladener Körper auf die Erdoberfläche wirkt. Dabei wäre es gegen unsere Voraussetzungen, wenn wir auf diesem Körper irgendeine künstliche Ladungsverteilung vorschreiben wollten; wir haben vielmehr mit der Ladungsdichte zu rechnen, die sich von selbst einstellt, wenn dem Körper eine Gesamtladung erteilt wird; potentialtheoretisch

gesprochen, fassen wir die Aufgabe nicht als Randwertproblem zweiter Art, sondern als solches erster Art auf. Als geeignetsten Körper wählen wir das flache Rotationsellipsoid mit senkrecht zur ebenen Erdoberfläche stehender Achse und betrachten sogleich den Grenzfall, daß das Ellipsoid in eine Kreisscheibe übergegangen ist, da die Folgen dieser Idealisierung für unsere Modellvorstellung entweder leicht überblickbar, oder unerheblich sind.

Die natürliche Ladungsverteilung σ auf einer Kreisscheibe vom Radius a wird auf verschiedenen voneinander unabhängigen Wegen erhalten, zum Beispiel aus H. Webers Integraldarstellung des Potentials [7].

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{a} \int_0^\infty e^{-\lambda z} \frac{\sin \lambda a}{\lambda} J_0(\lambda r)\, d\lambda \qquad (2)$$

(ε ist die dimensionierte Dielektrizitätskonstante, J_0 die Besselsche Zylinderfunktion erster Art nullter Ordnung, Q eine Integrationskonstante). φ erfüllt die Laplacesche Differentialgleichung (für $z > 0$, $\lambda > 0$, was aber aus Symmetriegründen keine Beschränkung bedeutet). Für $z = 0$ liefert (2) für das Potential und seine Ableitungen, die Feldkomponenten in der Scheibenebene:

a) auf der Scheibe, $r < a$:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{a} \cdot \frac{\pi}{2} \qquad (3a)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial r} = E_r(0, r) = 0 \qquad (4a)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial z} = E(0, r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{a\sqrt{a^2 - r^2}} \qquad (5a)$$

Mit der Oberflächenbedingung des statischen Feldes

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial n} = E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon} \qquad (6)$$

lesen wir aus (5a) die gesuchte Ladungsverteilung ab:

$$\sigma = \frac{Q}{4\pi a\sqrt{a^2 - r^2}}. \qquad (7)$$

Ihren Verlauf zeigt Fig. 1b. Für den Scheibenrand $r \to a$ divergiert hier die Feldstärke wie $(a^2 - r^2)^{-\frac{1}{2}}$. Bilden wir

$$\int \sigma\, df = 2 \int_0^a \sigma \cdot 2\pi r\, dr = Q, \qquad (8)$$

so sehen wir, daß die Konstante Q die Gesamtladung der Scheibe ist. Außerdem aber können wir aus der Ladungsverteilung (7) wegen der Rotationssymmetrie auf das Potential in der z-Achse schließen, denn σ hat ja denselben Wert für alle Elemente eines ringförmigen Streifens $df = 2\pi r\, dr$, und von einem Punkt der z-Achse haben diese Elemente den gleichen Abstand $R = \sqrt{r^2 + z^2}$. Also ist

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int \frac{\sigma\, df}{R} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{4\pi a} \int_0^a \frac{2\pi r\, dr}{\sqrt{(a^2 - r^2)(r^2 + z^2)}} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{2a} \arccos \frac{z^2 - a^2}{z^2 + a^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{a} \operatorname{arcctg} \frac{z}{a} \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial z} = E(z, 0) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \frac{Q}{z^2 + a^2}. \qquad (10)$$

b) außerhalb der Scheibe, $r > a$:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{a} \cdot \arcsin \frac{a}{r} \qquad (3b)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial r} = E(0, r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{r\sqrt{r^2 - a^2}} \qquad (4b)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial z} = E_z(0, r) = 0. \qquad (5b)$$

In Fig. 2 ist der numerische Verlauf dieser Feldstärke (10) im Vergleich zu derjenigen in der Achse der Dipolscheibe sowie der Kreisscheibe mit gleichmäßiger Ladungsverteilung angegeben [8].

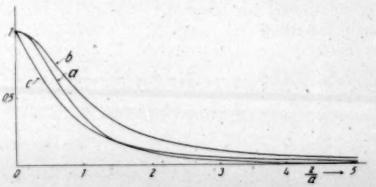


Fig. 2. Numerische Feldstärke in der Achse der Kreisscheibe: *a*) Doppelschicht, *b*) einfache Schicht mit natürlicher Belagverteilung, *c*) einfache Schicht mit gleichmäßiger Belagverteilung.

Wir kennen also schon recht viel Einzelheiten des Feldes (4a, b; 5a, b; 10): in der Scheibenebene verläuft das Feld außerhalb rein radial (4b, Fig. 1d) und wird für $r = a$ sogar unendlich, weil dort die mit der Ladungsverteilung (7) gleichbedeutende, rein normal verlaufende Feldstärke (5a, Fig. 1b) ebenfalls unendlich groß ist. Dies ist die bekannte elektrostatische Wirkung scharfer Kanten; beim körperlichen Ellipsoid besäßen diese Stellen größter Krümmung einen endlichen Höchstwert von Ladung und Feldstärke. Um unsere Kenntnis des Feldes zu vervollständigen, könnten wir nun das Potential als rotationssymmetrisches Kugelfeld mit vorgegebenem Wert in der Symmetrieachse (9) nach

Kugelfunktionen entwickeln [9]. Zweckmäßiger ist es indessen, auf das dem flachen Rotationsellipsoid angepaßte System krummliniger Koordinaten u, v, w zurückzugehen, die in bekannter Weise Ellipsoide und dazu orthogonale einschalige Hyperboloide definieren, wobei der Scheibenradius a der Brennpunktsabstand der erzeugenden Kurven vom Ursprung ist. Mit unseren bisher benutzten zylindrischen Koordinaten z, r, β hängen u, v, w folgendermaßen zusammen:

$$\left.\begin{aligned} z a &= \pm \sqrt{(u^2 - a^2)(a^2 - v^2)}, \quad r a = u v, \\ \beta &= w. \end{aligned}\right| \qquad (11)$$

Die Kreisscheibe sehen wir als Grenzfall des flachen Ellipsoides an; da die Scheibenfläche $u = a$ Niveaufläche werden soll, kann φ (im Außenraum) nur von u abhängen; damit schrumpft die Laplacesche Gleichung zusammen zu

$$\frac{d}{du}\left\{u\sqrt{u^2 - a^2}\,\frac{d\varphi}{du}\right\} = 0 \qquad (12)$$

mit der Lösung

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\,\frac{Q}{a}\,\operatorname{arc\,sin}\frac{a}{u}\,; \qquad (13)\,[10]$$

dabei ist die zunächst unbestimmte Integrationskonstante schon in Einklang gebracht mit (2)–(9). Indem wir mit Hilfe von (11) auf unser altes Koordinatensystem z, r zurückgreifen, finden wir

$$\frac{u^2}{a^2} = \frac{r^2 + z^2 + a^2}{2a^2} + \sqrt{\left(\frac{r^2 + z^2 + a^2}{2a^2}\right)^2 - \frac{r^2}{a^2}} = \omega. \qquad (14)$$

Um in (13) die Variabeln aus dem Nenner zu entfernen, formen wir mit der Beziehung $\operatorname{arc\,sin} x = \operatorname{arc\,cotg}\dfrac{\sqrt{1 - x^2}}{x}$ um zu

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{4\pi\varepsilon}\,\frac{Q}{a}\cdot \operatorname{arc\,cotg}\sqrt{p}\,, \\ p &= \frac{r^2 + z^2 - a^2}{2a^2} + \sqrt{\left(\frac{r^2 + z^2 - a^2}{2a^2}\right)^2 + \frac{z^2}{a^2}}\,, \\ &\operatorname{arc\,cotg}\sqrt{p} \leqq \frac{\pi}{2}\,. \end{aligned}\right| \qquad (15)$$

Zu diesem Ausdruck kam R. Gans [11] auf anderem Wege und wies die Identität mit Webers Integraldarstellung nach [12]; die Schreibweise (13), (14) ist indessen unserem Zwecke dienlicher. — Hier, wie überall im folgenden, sind alle Wurzelwerte positiv verstanden, es ist somit stets $\omega \geqq 1$; einzig für $z = 0$, $r < a$ ist die Wurzel in (14) negativ zu nehmen [13]. Aus dem Potential folgen die Komponenten der Feldstärke; wir kürzen im folgenden ab

$$C = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\,\frac{Q}{a^2} \qquad (16a)$$

und bezeichnen als „numerische Feldstärke" den Koeffizienten von C, in dem wir zweckmäßig durch

$$\bar{z} = \frac{z}{a}\,, \quad \bar{r} = \frac{r}{a} \qquad (16b)$$

den Scheibenradius als Längeneinheit benutzen. Wir erhalten aus (13), (14)

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial r} = E_r(z, r) = C\cdot\frac{\bar{r}}{2}\,\frac{\sqrt{\omega - 1}}{\omega\sqrt{\left(\dfrac{\bar{r}^2 + \bar{z}^2 + 1}{2}\right)^2 - \bar{r}^2}}\,. \qquad (17)$$

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial z} = E_z(z, r) = C\cdot\frac{\bar{z}}{2}\,\frac{1}{\sqrt{\omega - 1}\sqrt{\left(\dfrac{\bar{r}^2 + \bar{z}^2 + 1}{2}\right)^2 - \bar{r}^2}}\,. \qquad (18)$$

Das Feld der Kreisscheibe mit natürlicher Ladungsverteilung läßt sich also streng in elementaren Funktionen ausdrücken (man vergleiche damit etwa die Ableitungen des Potentialausdruckes (10a) in Anm. 9), und es lassen sich hieraus mit großer Leichtigkeit für alle möglichen Verhältnisse bequeme und leicht abschätzbare Näherungen entwickeln. Da die Äquipotentialflächen flache Rotationsellipsoide sind, ist damit übrigens auch das elektrostatische Problem für diesen Körper gelöst.

Das Feld der im Abstande h parallel zum ebenen, leitenden Erdboden befindlichen Scheibe erhalten wir, indem wir die Kreisscheibe nach bekannten Grundsätzen an der leitenden Ebene spiegeln und die Felder beider, entgegengesetzt gleiche Ladungen tragenden Kreisscheiben überlagern. Legen wir den Ursprungspunkt ($z = 0$, $r = 0$) in die leitende Ebene, und statten wir jene Größen mit dem Index 1 aus, die sich auf die gegebene Kreisscheibe beziehen, mit Index 2 die die gespiegelte Scheibe betreffenden Größen,

vgl. Fig. 3, so ist lediglich in (13), (14), (17), (18) für die gegebene Scheibe 1 zu setzen

$$r_1 = r, \quad z_1 = z - h,$$

und für die gespiegelte Scheibe 2

$$r_2 = r, \quad z_2 = z + h;$$

es erübrigt sich daher ein ausführliches Anschreiben des Gesamtfeldes.

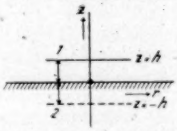


Fig. 3. Spiegelung der Kreisscheibe am Erdboden.

Die Ebene $z = 0$ ist die äquipotentielle Fläche $\varphi = 0$, und es ist also $E_r(o,r) = 0$; die in der Ebene $z = 0$ influenzierte Ladung finden wir verteilt gemäß

$$\left(-\frac{\partial q_1}{\partial z}\right)_{z=0} - \left(-\frac{\partial q_2}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon},$$

$$\frac{\sigma_0}{\varepsilon} = C \cdot \frac{h}{a} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega - 1}\sqrt{\left(\frac{r^2 + h^2 + a^2}{2a^2}\right)^2 - \frac{r^2}{a^2}}}, \quad (19)$$

oder mit ω nach (14), $\bar{h} = \frac{h}{a}$ gemäß (16b) und der Abkürzung

$$t = \frac{r^2 + h^2 + a^2}{2a^2} = \frac{\bar{r}^2 + \bar{h}^2 + 1}{2}, \quad (20)$$

$$\frac{\sigma_0}{\varepsilon} = E_0 = C \frac{\bar{h}}{\sqrt{\left[t - 1 + \sqrt{t^2 - \bar{r}^2}\right]\left[t^2 - \bar{r}^2\right]}}. \quad (21)$$

Wir untersuchen die Abhängigkeit dieser Ladungsverteilung, mit der die Feldstärke auf der Erdoberfläche E_0 gleichbedeutend ist (6), von Wolkenhöhe h und Wolkenradius a und finden, daß σ_0 für $\bar{h} \to \infty$ verschwindet, und daß mit abnehmender relativer Wolkenhöhe $\bar{h}$ die örtlichen Werte im allgemeinen für $\bar{r} \leqq 1$ anwachsen; die influenzierte Ladung zieht sich mehr und mehr unter der Wolke zusammen. Extreme Werte sind festgelegt durch die Gleichungen

$$\bar{r}^2 = 0, \quad (22a)$$

$$\bar{r}^2 = 1 - \bar{h}^2 - \frac{2}{\sqrt{3}}\bar{h} > 0. \quad (22b)[14]$$

Dies bedeutet: Solange

$$\bar{h} \geq \frac{1}{\sqrt{3}} = 0{,}578 \quad (23a)$$

ist, befindet sich das Maximum der Ladungsdichte und damit der Feldstärke in der Mitte $\bar{r} = 0$, seine Größe ist

$$E_0 = C \frac{2}{\bar{h}^2 + 1}. \quad (23b)$$

(Den Verlauf in Abhängigkeit von $\bar{h}$ kennen wir schon bis auf den Faktor 2 aus Fig. 2b.) Für

$$\bar{h} < \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (24a)$$

wird (23b) dagegen ein relatives Minimum, das Maximum verschiebt sich auf einen Kreis, dessen Radius durch (22b) gegeben ist; die maximale Feldstärke ist hier

$$E_0 = C \frac{\sqrt{3}\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\bar{h}}} = C \frac{1{,}138}{\sqrt{\bar{h}}}; \quad (24b)$$

mit unter $\frac{1}{\sqrt{3}}$ fallendem Verhältnis $\bar{h}$ wächst also die Feldstärke im Maximum, das sich mit fallendem $\bar{h}$ immer mehr gegen den Wolkenrand $\bar{r} = 1$ hinausschiebt, umgekehrt proportional der Wurzel aus der relativen Wolkenhöhe. — Fig. 4 zeigt die numerische Verteilung von E_0 oder σ_0 für einige Werte $\bar{h}$.

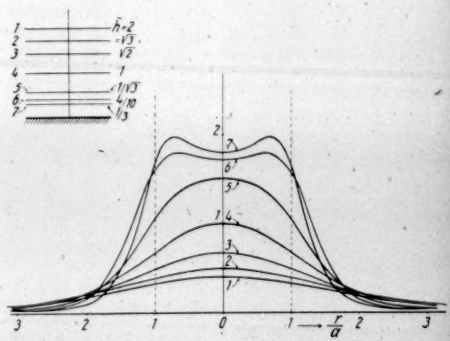


Fig. 4. Numerische Feldstärke (Ladung) auf dem Erdboden als Funktion der Höhe der Ladungsschicht.

Besteht die Gewitterwolke aus zwei im Abstande $h_2 - h_1$ übereinander stehenden, entgegengesetzt gleiche Ladungen tragenden Schichten, so bleibt die Ebene $z = 0$ Äquipotentialfläche, und wir erhalten die Ladungs- und Feldstärkeverteilung auf der Erdoberfläche als Differenz zweier Verteilungen: $\sigma_{01} - \sigma_{02}$, deren jede auf dem

geschilderten Wege gewonnen wird und daher die Form σ_0 (21) hat, wobei in σ_{01} zu setzen ist $h = h_1$ und in σ_{02} ebenso $h = h_2$. Die sich hier einstellenden Möglichkeiten der Verteilung sind naturgemäß sehr mannigfaltig; eine ins einzelne gehende Erörterung ist bei ihrem einfachen Bildungsgesetz nicht notwendig. Fig. 5 und 6 zeigen einige Beispiele, bei denen gleiche Größe a der Radien angenommen ist; Fig. 5 zeigt Verteilungen, die sich einstellen, wenn eine Schicht festgehalten und der Abstand der anderen verändert

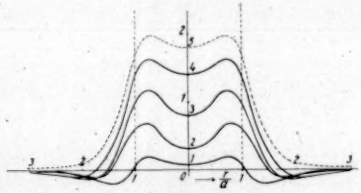


Fig. 5. Numerische Feldstärke (Ladung) auf dem Erdboden bei zwei Ladungsschichten. $\bar{h}_1 = \frac{1}{3} = \text{const}$; 1: $\bar{h}_2 = \frac{4}{10}$; 2: $\bar{h}_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}$; 3: $\bar{h}_2 = 1$; 4: $\bar{h}_2 = 2$; 5: $\bar{h}_2 = \infty$.

wird, Fig. 6 Verteilungen bei konstantem Abstand der Schichten voneinander in Abhängigkeit von der Höhe. Wichtig ist das Ergebnis, daß die Gestalt der Kurven im wesentlichen die gleiche bleibt, daß nämlich mit abnehmender relativer Höhe $\bar{h}$ das zunächst in der Mitte befindliche Maximum gegen den Rand wandert;

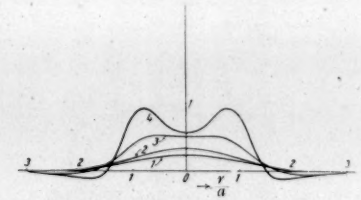


Fig. 6. Numerische Feldstärke (Ladung) auf dem Erdboden bei zwei Ladungsschichten. Abstand $\bar{h}_2 - \bar{h}_1 = 0{,}4 = \text{const}$; 1: $\bar{h}_1 = \sqrt{2}$; 2: $\bar{h}_1 = 1$; 3: $\bar{h}_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}$; 4: $\bar{h}_1 = \frac{1}{3}$.

das relative Minimum in der Mitte ist ziemlich ausgeprägt, wenn eine der beiden Schichten unter der kritischen Höhe $\bar{h} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ steht; die Kurven verlaufen flacher, wenn alle beide Schichten entweder unterhalb oder oberhalb dieser Grenze sich befinden. Da die Verteilung auf dem Erdboden durch zwei Ladungen verschiedenen Vorzeichens influenziert wird, tritt auch die Erscheinung auf, daß die elektrische Feldstärke auf der Erdoberfläche in verschiedenen Gebieten verschiedene Richtung hat; der neutrale Kreis befindet sich im allgemeinen zwischen $\bar{r} = 1$ und $\bar{r} = 2$, jedoch nie innerhalb $\bar{r} \leqq 1$.

Zusammenfassung. Die Ollendorfsche Modellvorstellung der geladenen Wolke als kreisförmige Dipolscheibe führt auf die Annahme einer unwahrscheinlichen, nämlich einer gleichmäßigen Ladungsverteilung auf der Scheibe und läßt keine Radialkomponente des Feldes in der Scheibenebene zu. Außerdem ist nach heutigen meteorologischen Vorstellungen die Entfernung der beiden Ladung tragenden Schichten voneinander, die bei der Dipolscheibe als vernachlässigbar klein angesetzt wird, viel größer als die Entfernung der unteren Schicht vom Erdboden. An Stelle der Dipolscheibe wird darum zunächst eine einfach geladene Kreisscheibe mit natürlicher Ladungsverteilung angenommen; ihr Feld ist mit elementaren Funktionen darstellbar. Die Anwendung auf das Problem der geladenen Wolke zeigt, daß unter Annahme einer solchen Schicht und in Erweiterung auch zweier übereinanderstehender die grundlegenden Erscheinungen ebenso gut und deutlicher erklärt werden können wie mit der Ollendorfschen Annahme, da die mathematische Darstellung recht einfach wird, und daß sich darüber hinaus einfache Beziehungen ergeben für Lage und Größe des Höchstwertes der Feldstärke auf der Erdoberfläche in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Wolkenhöhe zum Wolkenradius.

Anmerkungen und Literaturhinweise.

1) F. Ollendorf, Archiv f. Elektrot. **25**, 789, 1931.

2) J. C. Maxwell, Treatise (Oxford 1873; deutsch durch B. Weinstein, 1883), Bd. II, Tafel 20.

3) Maxwell, a. a. O., II, Art. 694, S. 408.

4) Bei der einfachen Quellenschicht ist die normale Feldstärke (genauer die Verschiebungsdichte) mit der Belagverteilung gleichbedeutend. Da ein entsprechender Zusammenhang mit dem Moment der Doppelschicht nicht besteht, sollen hier zwei Wege gezeigt werden, auf denen man die Feldstärke auf der Dipolscheibe (1) finden kann. Sie seien am Beispiel des Kreisstromes von der Stärke J und dem Radius a durchgeführt, der einer kreisförmigen Doppelschicht vom Moment J äquivalent ist.

1. In der senkrecht zur Scheibe stehenden Achse z findet man das magnetische Feld $H(z, 0)$ nach elementaren Regeln. Da man das Feld mit bekannten Einschränkungen als wirbel- und quellenfreies beschreiben kann, untersteht das skalare Potential ψ, dessen Gradient H ist, der Laplaceschen Gleichung und kann daher als Kugelfeld mit Rotationssymmetrie in Bezug zur z-Achse,

in der seine Werte gegeben sind, nach Kugelfunktionen (Legendreschen Polynomen) erster Art $P_n(x)$ entwickelt werden; mit R als der Entfernung des Aufpunktes vom Ursprungspunkt und ϑ als dem Polarwinkel (also $R = \sqrt{z^2 + r^2}$, $\cos\vartheta = \frac{z}{R} = x$) findet man z. B. (W. Thomson und P. G. Tait, Natural Philosophy, 1867, deutsch als „Handbuch der theoretischen Physik" durch H. Helmholtz und G. Wertheim, Braunschweig 1871, Bd. I, Teil 2, Art. 546/III — Maxwell, a. a. O., Bd. II, Art. 695, S. 412) für $R < a$:

$$\varphi(z, r) = \frac{J}{2}\left|1 - \left(\frac{R}{a}\right)P_1(x) + \frac{1}{2}\left(\frac{R}{a}\right)^3 P_3(x) - \frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\left(\frac{R}{a}\right)^5 P_5(x) + \cdots\right| \qquad (1\alpha)$$

Hieraus folgt die Feldstärke auf der Scheibe mit $\frac{r}{a} = k < 1$ aus der Entwicklung der Kugelfunktionen zu

$$H(0, r) = \left(-\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{J}{2a}\left|1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot 3k^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \cdot 5k^4 + \left(\frac{1\cdot 3\cdot 7}{2\cdot 4\cdot 6}\right)^2 \cdot 7k^6 + \cdots\right| \qquad (1\beta)$$

2. Das magnetische Feld läßt sich für $z = 0$, $r < a$ geschlossen angeben zu

$$H(0, r) = \frac{J}{\pi a}\,\frac{\mathbf{E}\left(\frac{r}{a}\right)}{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \qquad (1\gamma)$$

wobei $\mathbf{E}\left(\frac{r}{a}\right)$ das (überall endliche) vollständige elliptische Integral zweiter Gattung mit dem Modul $\frac{r}{a} = k$ ist. Daraus ergibt sich (1β), wenn man die Regel beachtet

$$\frac{\mathbf{E}(k)}{1 - k^2} = \frac{d}{dk}(\mathbf{K}\cdot k), \qquad (1\delta)$$

und für das vollständige elliptische Integral erster Gattung $\mathbf{K}$ seine Reihenentwicklung für $k < 1$ benutzt:

$$\frac{2}{\pi}\mathbf{K} = 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 k^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 k^4 + \left(\frac{1\cdot 3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}\right) k^6 + \cdots \qquad (1\varepsilon)$$

5) Zum Beispiel Abraham-Becker, Theorie der Elektrizität, I, § 15, S. 28 (Leipzig 1930).

6) Nach diesen Vorstellungen ist das Auftreten des elektrischen Gewitterfeldes wesentlich an die Bedingung geknüpft, daß die Luftschichtung von vertikalen Strömungen durchstoßen wird bis in Höhen, in denen die Temperatur unter dem Gefrierpunkt liegt. Die Nullpunktsisothermenfläche liegt in unseren Breiten im Sommer im Mittel in 3 km Höhe; für die obere ladungtragende Schicht ergibt sich eine Höhe von 5—8 km, während die Basis der Gewitterwolke, das ist im wesentlichen die untere ladungtragende Schicht in Höhen von 1 km und darunter, beobachtet wird. — Der Verfasser verdankt die Mitteilung dieser Tatsachen Herrn Prof. Dr. A. Peppler, dem Direktor des Meteorologischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe und der Badischen Landeswetterwarte.

7) In Riemann-Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, I; S. 339, 6. Aufl. 1919. Fehlt in der neuen Auflage.

8) Numerischer Feldstärkeverlauf in der Scheibenachse (Fig. 2) mit $\bar{z} = \frac{z}{a}$:

a) Doppelschicht: $\frac{1}{(\bar{z}^2 + 1)^{\frac{3}{2}}}$,

b) einfache Schicht mit natürlicher Ladungsverteilung: $\frac{1}{\bar{z}^2 + 1}$,

c) einfache Schicht mit gleichmäßiger Ladungsverteilung: $1 - \frac{\bar{z}}{\sqrt{\bar{z}^2 + 1}}$.

Die entsprechenden Verteilungen auf der Scheibe zeigt Fig. 1a, b, c.

9) Ergebnis (10a):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q}{a}\left|\frac{a}{R} - \frac{1}{3}\left(\frac{a}{R}\right)^3 P_2(x) + \frac{1}{5}\left(\frac{a}{R}\right)^5 P_4(x) - \frac{1}{7}\left(\frac{a}{R}\right)^7 P_6(x) + \cdots\right| \quad \text{für } R > a;$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q}{a}\left|\frac{\pi}{2} - \left(\frac{R}{a}\right)P_1(x) + \frac{1}{3}\left(\frac{R}{a}\right)^3 P_3(x) - \frac{1}{5}\left(\frac{R}{a}\right)^5 P_5(x) + \cdots\right| \text{für } R < a, \vartheta < \frac{\pi}{2}.$$

R Aufpunktsabstand, ϑ Polarwinkel: $R = \sqrt{z^2 + r^2}$, $\cos\vartheta = \frac{z}{R} = x$.

10) W. E. Byerly, Fouriers series and spherical harmonics, 1893, Ginn & Co., S. 241.

11) R. Gans, Zeitschr. f. Math. u. Phys. **49**, 298, 1903.

12) R. Gans, Zeitschr. f. Math. u. Phys. **53**, 434, 1906.

13) Sie wird für $z = o$ nämlich $\frac{1}{2a^2}\sqrt{[\pm(r^2 - a^2)]^2}$; im Einklang mit unseren bisherigen Ergebnissen (3, 4, 5) hat dies für $r < a$ nur als $\frac{a^2 - r^2}{2a^2}$ physikalischen Sinn; mit der hier negativ genommenen Wurzel werden (16) und (17) negativ.

14) Eine dritte Wurzel $\bar{r}^2 = 1 - \bar{h}^2 + \frac{2}{\sqrt{3}}\bar{h}$ bleibt außer Betracht, da bestimmungsgemäß die Wurzel $\sqrt{t^2 - \bar{r}^2}$ nur positiv zu nehmen ist. — Ein Trivialfall ist $\bar{r} = \infty$.

Karlsruhe, März 1934. Lehrstuhl für theoretische Elektrotechnik und Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 23. März 1934.)

Über die Kapillardepression des Quecksilbers in weiten Röhren.

Von Josef Stulla-Götz.

I. Einleitung.

Die Lösung der Aufgabe, mit Hilfe von Lichtinterferenzen Oberflächenerscheinungen des Quecksilbers zu untersuchen, setzt die Möglichkeit voraus, Quecksilberoberflächen hinreichend ruhig herzustellen. Hinweise in der Literatur wirken wenig ermutigend. C. Barus[1]) verwendete Lichtinterferenzen zur Messung kleiner Quecksilberhöhenunterschiede. Er mußte jedoch, um brauchbare Interferenzstreifen zu bekommen, auf der Oberfläche des Quecksilbers Glasplättchen schwimmen lassen; diese störten nicht nur die Oberflächenform, sondern waren auch schwer in der Mitte des Rohres schwimmend zu erhalten. Die Interferenzstreifen auf der freien Quecksilberfläche bezeichnet er innerhalb des Stadtgebietes als „unbeständig und schwer zu finden". B. Voigt[2]) gelang es mittels einer Luftpolsteraufstellung nach Gehrcke und Voigt von zähen und leichtflüssigen Ölen ruhige Oberflächen zu erhalten, Wasser kam jedoch unbefriedigend und Quecksilber überhaupt nicht zur Ruhe.

Es war daher erklärlich, daß die ersten im physikalischen Laboratorium des Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen in Wien vorgenommenen Versuche während des Tages scheiterten; das Ergebnis während der Nacht ließ aber erwarten, daß die Versuche in einem vom Verkehr abseits gelegenen Gebäude gelingen würden. Dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen der Leitung der Wiener Universitätssternwarte konnten die Versuche im Keller der Sternwarte, einem rings von einem Park umgebenen Gebäude, das noch innerhalb des Stadtgebietes auf der „Türkenschanze" liegt, durchgeführt werden.

In der Nische eines pyramidenstutzförmigen, gemauerten Pfeilers von etwa 3 m Höhe und 3,5 m Durchmesser im Quadrat, der der Aufstellung eines Meridiankreisinstrumentes dient, gelang es mit Hilfe einer auf Quecksilber schwimmenden Anordnung in ruhigen und windstillen Nächten in der Zeit von Mitternacht bis 4 Uhr morgens eine Quecksilberoberfläche so weit dem Ruhezustand nahezubringen, daß die noch vorhandenen Oberflächenschwankungen etwa innerhalb 0,3 μ lagen. In dem von der Quecksilberoberfläche entstehenden Interferenzbild schwankten dadurch die Streifen nur mehr ungefähr innerhalb einer Streifenbreite.

1) C. Barus, Proc. Nat. Acad. Am. **7**, 71, 1921.
2) B. Voigt, Arch. f. techn. Messen 2, Lieferung 21, J. 010–2, 1933.

Die Anordnung war auf Erschütterungen immerhin noch äußerst empfindlich. Geringes Klopfen mit dem Finger auf der der Anordnung entgegengesetzten Seite des Pfeilers war am Zittern der Streifen erkennbar; ein leichtes Aufschlagen mit dem Fuß in einigen Metern Entfernung vom Sockel bewirkte trotz des den Sockel umgebenden Lehmbodens eine Zerstörung des Interferenzbildes. Andauernde, ganz geringe Erschütterungen erzeugten in einem zylindrischen Gefäß stehende Wellen, die an der Ausbildung von Knoten und Bäuchen der Interferenzstreifen erkennbar waren. Andauernde starke Erschütterungen brachten dagegen die Interferenzstreifen vollkommen zum Verschwinden und bewirkten die an den hellen Reflexionskreisen kenntlichen stehenden Wellen. Die Anordnung war sehr stark gedämpft; durch kurzdauernde Stöße bedingte Unruhen der Quecksilberoberfläche klangen innerhalb eines Bruchteiles einer Sekunde ab. Ein leichtes, langsames Wogen der Interferenzstreifen war immer vorhanden, vermutlich auf langperiodische, von weither kommende Erschütterungen zurückzuführen. Während der besonders ruhigen Nacht vom 1. auf den 2. Dezember 1933 wurden sehr schöne Interferenzbilder erhalten, die manchmal, vielleicht bis zu einer Viertelsekunde, ruhig standen. Es hatte damals den ganzen Tag über geschneit, die Nacht war vollkommen windstill; die Schneedecke scheint daher die Verkehrserschütterungen sehr gedämpft zu haben. Ob weit weg von jedem Großstadtverkehr eine weitergehende Beruhigung zu erreichen ist, müßten Versuche entscheiden; vielleicht könnten, gerade umgekehrt, die Erscheinungen der mikroseismischen Bodenunruhe auf diesem Wege untersucht werden.

Die subjektive Ausmessung des Interferenzbildes mit dem Auge war infolge des, wenn auch geringen Schwankens und Wogens der Interferenzstreifen sehr anstrengend. Es wurden daher die Interferenzbilder der Quecksilberoberfläche mit einer Schmalfilm-Kinokamera photographisch aufgenommen, so daß die Ausmessung der Bilder im Laboratorium durchgeführt werden konnte. Die Firma „Eumig" in Wien stellte in überaus dankenswerter Weise ihre neue Kinokamera zur Verfügung.

Da nunmehr die Verwendbarkeit von Lichtinterferenzen zur Untersuchung von Quecksilberoberflächen sichergestellt war, konnte die im Zusammenhang mit der Genauigkeitssteigerung manometrischer Messungen von Herrn Prof. Dr. A. Klemenc und Herrn Dr. O. Bankowski[1]) gestellte Frage untersucht werden,

1) A. Klemenc u. O. Bankowski, Naturwiss. **22**, 10, 1934.

bei welchem Röhrendurchmesser die Kapillardepression des Quecksilbers verschwindet. Es wurden zu diesem Zweck Glasrohre verschiedener Weite in eine freie Quecksilberoberfläche eingetaucht und aus der Verschiebung charakteristischer Streifen des Interferenzbildes des Quecksilbermeniskus im Innern des Rohres gegenüber denen der Quecksilberebene die Kapillardepression ermittelt.

II. Apparatur.

Zur Verwendung kam eine an der Wand der Nische des Sockels befestigte vertikale Michelsonsche Interferometeranordnung (schematisch in Fig. 1). Das Licht der Quecksilberlampe H

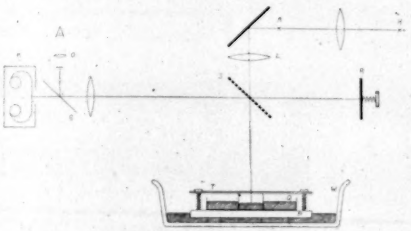


Fig. 1.

wurde durch die Linse L parallel gemacht und teilte sich an dem halbdurchlässig versilberten Spiegel S in zwei Strahlen, von denen der eine von dem Referenzspiegel R, der mittels einer Mikrometerschraube fein verstellbar war, der andere von der zu untersuchenden Quecksilberoberfläche Q reflektiert wurde. Beide Strahlen vereinigten sich in S wieder und gaben bei gleicher Weglänge in der Brennebene eines Fernrohrobjektivs von 30 cm Brennweite Anlaß zur Entstehung eines Interferenzbildes mit Streifen gleicher Dicke. Dieses Interferenzbild konnte mittels eines Okularmikrometers ausgemessen werden. Zur photographischen Aufnahme des Interferenzbildes, für dessen Größe von 4×6 mm ein 9,5-mm-Schmalfilm geeignet war, wurde das Okularmikrometer durch eine objektivlose Kinokamera K so ersetzt, daß der Film in der Brennebene des Fernrohrobjektivs abrollte. Unmittelbar vor der Kamera war ein planes Deckgläschen G unter 45° gegen den Strahlengang geneigt eingesetzt, um durch das Okular O das Interferenzbild beobachten und zur Zeit möglichster Beruhigung der Interferenzstreifen den Ablauf des Films auslösen zu können. Durch ein Violettfilter wurde aus dem Licht der mit etwa 4 Amp. brennenden Quecksilberlampe Licht von der Wellenlänge 436 mμ ausgesondert. Für Aufnahmen im weißen Licht wurde an die Stelle A eine mattierte 40-Watt-Lampe gebracht. Beide Lichtstärken genügten, um bei $^1/_{36}$ Sekunde Belichtungszeit auf einem panchromatischen „Eumig"-Film durch eine Feinkorn-Standentwicklung sehr gut durchgezeichnete Negative zu erhalten. Das zu untersuchende Quecksilber, rund 600 cm³, befand sich in einer Glasschale von 20 cm Durchmesser, die auf einer Eisenplatte P in der mit Quecksilber gefüllten Wanne W schwimmend angeordnet war. Nur die Aufstellung der Wanne in der gemauerten Nische des Sockels gewährleistete eine rasche Dämpfung der auftretenden Erschütterungen; zuerst verwendete starke eiserne Konsolen versagten vollständig. Drei in der schwimmenden Platte befestigte Justierschrauben trugen einen Messingrahmen T, der die zu untersuchenden 30 mm langen Glasrohrabschnitte 15 mm tief in das Quecksilber eintauchte. Die Glasrohre besaßen am oberen Rand im Quadrat Einkerbungen, in die ein Fadenkreuz, das auf einem Messingring gespannt war, zur Fixierung der Rohrmitte eingelegt wurde. Um die schwimmende Platte innerhalb der Wanne an der gewünschten Stelle des Gesichtsfeldes zu halten, erwies sich die Einstellung von Hand aus am besten. Das verwendete Quecksilber war zweimal destilliert, die Glasrohre und Schalen in heißer Chromschwefelsäure und destilliertem Wasser gereinigt[1]).

III. Meßvorgang.

Das Wesen des Meßvorganges ist im Folgenden dargelegt[2]). Wenn das zu untersuchende Glasrohr in das Quecksilber eingetaucht ist, so wird der Referenzspiegel R so eingestellt, daß

Fig. 2.

1) Herrn Dr. O. Bankowski sei für die sorgfältige Reinigung der Gefäße und die Destillierung des Quecksilbers bestens gedankt.

2) Vgl. die relative Ausmessung von Endmaßen mit dem Kösterschen Interferenzkomparator, Feinmechanik **1**, 2, 1922.

bei Beleuchtung mit weißem Licht im Interferenzbild der farblose Mittelstreifen durch die Mitte des Rohres hindurchgeht (Fig. 2). Steht das Quecksilber im Rohr tiefer als die Ebene, so ist das Streifensystem im Rohr gegenüber dem auf der Ebene verschoben. Mißt man diese Verschiebung mit einem Okularmikrometer, dessen Skala bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht auf Streifenbreiten in der Ebene geeicht wurde, so gibt die in Streifenbreiten des verwendeten monochromatischen Lichtes gemessene Verschiebung, multipliziert mit der halben Wellenlänge des Lichtes, den Höhenunterschied des Quecksilbers im Rohr gegenüber der freien Quecksilberebene.

In einer Distanz von rund 20 mm vom Rand des eingetauchten Glasrohres wird die Quecksilberoberfläche eben. Um eine verläßliche Parallelstellung des Okularmikrometerfadens zu der Streifenrichtung auf der Ebene beiderseits des Rohres zu erreichen, müßten bei einem Rohrdurchmesser von 5 cm Spiegel von mehr als 10 cm Durchmesser verwendet werden. Da nur kleinere Spiegel zur Verfügung standen, mußte mit dem in Fig. 2 punktiert gezeichneten Gesichtsfeld das Auslangen gefunden werden. Es wurde daher erst nach Parallelstellung des Okularmikrometerfadens zur Streifenrichtung in der Ebene das Rohr in das Gesichtsfeld geschoben und die Depression gemessen. Dieser Vorgang war berechtigt, da die Quecksilberoberfläche im Niveau blieb und die Streifenrichtung sich daher durch die Rohrverschiebung nicht ändern konnte. Im Falle des kinematographischen Aufnahmeverfahrens wurde für jeden Rohrquerschnitt der Meßvorgang in drei Teile gespalten:

1. Aufnahme des von der ebenen Quecksilberfläche entstehenden Interferenzstreifenbildes im monochromatischen violetten Licht.
2. Aufnahme des Interferenzbildes, das Rohr und Ebene gleichzeitig enthält, im weißen Licht.
3. Wiederholung von Aufnahme 1 zur Eliminierung eines Temperaturganges.

Von jeder Gruppe wurden 15–20 Einzelaufnahmen gemacht und die Negative auf einem mit einer Winkelteilung versehenen Meßmikroskop einzeln ausgemessen. Da infolge der Bewegung der Quecksilberoberfläche in den einzelnen Bildern sowohl Streifenbreite als auch Streifenrichtung innerhalb geringer Grenzen schwankten, wurden die aus den Gruppen 1 und 3 erhaltenen Streifenbreiten und Streifenrichtungen gemittelt und mit dem auf den mittleren Winkelwert der Streifenrichtung eingestellten Meßmikroskop die Bilder der Gruppe 2 bezüglich der Streifenverschiebung ausgemessen. Aus dieser Verschiebung und der mittleren Streifenbreite ergibt sich die vorhandene Depression. Kontrollversuche mit einer größeren Anzahl (40) von Einzelaufnahmen gaben gleiche Mittelwerte, so daß das Mittel aus rund 20 Einzelaufnahmen hinreichend genau dem durch die Bewegung überdeckten Ruhezustand nahezukommen scheint.

IV. Ergebnis.

In Fig. 3 sind die erhaltenen Depressionen von Quecksilber gegen Luft für Rohre aus Jenaer Geräteglas Nr. 20 von 27–50 mm Durch-

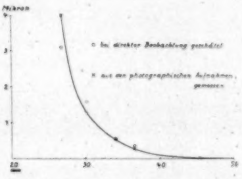


Fig. 3.

messer in eine Kurve gezeichnet. Die Beobachtungstemperatur war + 8°, die Feuchtigkeit 90 Proz. Während somit die Kapillardepression bei Rohren von 27 mm Durchmesser noch 4 Mikron beträgt, sinkt sie bei 31 mm Durchmesser unter 1 Mikron, um sich bei Rohren von ungefähr 45 mm Durchmesser dem Wert 0 zu nähern. Vorversuche mit verunreinigtem Quecksilber gaben einen ungefähr gleichen Verlauf der Kurve, so daß für Quecksilber und Glas im allgemeinen bei Rohrdurchmessern von 45 mm aufwärts die Kapillarkräfte keinen Einfluß mehr auf die Meniskusstellung ausüben.

In den Fig. 4–8 sind Interferenzbilder der Quecksilberoberfläche in verschiedenen Rohren bei Beleuchtung mit monochromatischem violetten Licht in mehr als natürlicher Größe wiedergegeben. Unter jeder Figur ist im gleichen Maßstab der zugehörige Rohrdurchmesser gezeichnet. Die Fig. 4–7 entsprechen dem Fall, daß die Referenzebene mit der Niveauebene einen kleinen Winkel einschließt. Der geradlinige Teil der so entstehenden Interferenzkurven gibt Aufschluß über die Größe des ebenen Teiles des Meniskus. Er beträgt bei 49 mm Durchmesser etwa 10 mm, bei 45 mm Durchmesser rund 5 mm, bei 41 mm Durchmesser tritt bereits eine ganz schwache Krümmung auf, die sich bei 36 mm Durchmesser wesentlich verstärkt. Schon aus diesen Aufnahmen kann geschlossen werden, daß bei einem Durchmesser von 45 mm die Kapillardepression infolge des Auftretens

eines ebenen Teiles im Quecksilbermeniskus verschwindet[1]). Fig. 8 wurde dadurch erhalten, daß die Referenzebene möglichst parallel zur Niveau-

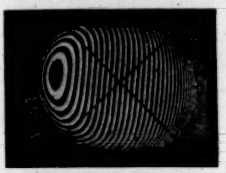


Fig. 4. 49 mm.

ebene gelegt wurde. Die Interferenzkurven, welche den in der Landkartenkunde üblichen Schichtenlinien vergleichbar sind, sind in diesem Fall konzentrische Kreise; die beginnende Wöl-

Fig. 5. 45 mm.

bung des Quecksilbermeniskus bei diesem Rohrdurchmesser von 41 mm ist deutlich zu erkennen. Fig. 9 zeigt ein Interferenzbild von der freien Quecksilberoberfläche mit einem gegen das Glasrohr abfallenden Randteil.

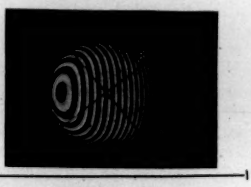


Fig. 6. 41 mm.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die von Thiesen[2]) und Pernet[3]) aufgestellte Vermutung, die Kapillarkräfte des Quecksilbers seien wahrscheinlich bei einem Rohrdurchmesser von 4–5 cm ohne Einfluß auf die Meniskusstellung, hiermit ihre experimentelle Bestätigung gefunden hat.

Fig. 7. 36 mm.

Herr Hofrat Dr. G. Dimmer, Chef des wissenschaftlichen Eichdienstes, veranlaßte mich, die in Frage stehende Untersuchung mit Hilfe von Lichtinterferenzen durchzuführen.

Fig. 8.

Herr Prof. Dr. K. Graff, Direktor der Wiener Universitätssternwarte, ermöglichte durch die Überlassung der Kellerräumlichkeiten der Sternwarte die Ausführung der Versuche. Herr Regierungsrat Dr. J. Rheden stand mir bei den

Fig. 9.

photographischen Arbeiten mit wertvollen Ratschlägen bei. Herr Oberwerkmeister A. Kollmayer unterstützte mich während der anstrengenden Nachtmessungen in aufopfernder Weise. Allen Herren sei auch an dieser Stelle der aufrichtigste Dank ausgesprochen.

Wien, im Februar 1934.

(Eingegangen 8. März 1934.)

1) G. Bakker, Handbuch der Experimentalphysik **6**, 1928.
2) M. Thiesen, Zeitschr. f. Instr.-Kunde **1**, 2, 1880; **6**, 89, 1886.
3) J. Pernet, Zeitschr. f. Instr.-Kunde **6**, 377, 1886.

Eine Methode zum Vergleich akustischer Impedanzen.

Von Kurt Schuster.

Im folgenden soll kurz eine Anordnung beschrieben werden, die den Vergleich akustischer Impedanzen auf rein akustischem Wege ermöglicht. Die Fig. 1 zeigt schematisch den Aufbau des Apparates. Er stellt ein System von 3 kreiszylindrischen Messingrohren dar. Das Rohr AMB soll als Hauptrohr, das Rohr CND als Nebenrohr und das Rohr GNH als Abstimmrohr bezeichnet werden. Nebenrohr und Abstimmrohr haben den gleichen Durchmesser. Das Abstimmrohr ist der Übersichtlichkeit der Figur wegen in die Zeichenebene gelegt. In Wirklichkeit liegt es in einer Ebene senkrecht dazu, so daß es mit dem Nebenrohr nicht zusammenstößt.

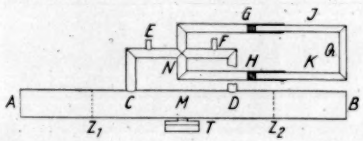


Fig. 1.

Das Hauptrohr ist an seinen Enden A und B offen. In seiner Mitte bei M ist seitlich mittels eines kurzen Ansatzstutzens ein Telephon T angebracht. C und D — die Stellen, an denen das Nebenrohr in das Hauptrohr einmündet — liegen symmetrisch zu M. Am Nebenrohr sind bei E und F, symmetrisch zur Mitte N, zwei kleine Ansatzstutzen angebracht, von denen aus der Schall durch Hörschläuche den Ohren des Beobachters zugeführt wird. Das Abstimmrohr, das das Nebenrohr bei N kreuzt, ist bei G und H durch dicke Messingscheiben vollkommen starr abgeschlossen. Die Messingscheiben sind an den Enden der beiden in dem Abstimmrohr verschiebbaren Rohre I und K befestigt. I und K sind durch das Querstück Q verbunden und bilden so einen posaunenartigen Auszug. Durch Verschieben dieses Auszuges wird die Länge des Abstimmrohres geändert, so daß N immer die Mitte von GNH darstellt.

Das Prinzip der Meßmethode ist folgendes: Vom Telephon T aus, das einen möglichst reinen Ton liefern soll, breitet sich der Schall nach beiden Seiten im Hauptrohr aus und erfüllt auch das Nebenrohr und das Abstimmrohr. Die Ausbreitung erfolgt völlig symmetrisch, wenn die akustischen Impedanzen in den Ebenen Z_1 und Z_2 gleich sind, wobei Z_1 und Z_2 symmetrisch zu M liegen. Wird umgekehrt auf irgendeine Weise festgestellt, daß die Schallausbreitung völlig symmetrisch verläuft, so muß auf die Gleichheit der Impedanzen Z_1 und Z_2 geschlossen werden. Bei Z_2 befinde sich die zu messende unbekannte Impedanz, bei Z_1 eine willkürlich veränderliche bekannte Vergleichsimpedanz. Hat man durch Verändern von Z_1 erreicht, daß die Schallausbreitung symmetrisch erfolgt, so ist die unbekannte Impedanz Z_2 gleich der Vergleichsimpedanz Z_1.

Der Nachweis der symmetrischen Schallausbreitung ist am einfachsten für den Fall zu erbringen, daß die Messungen nur bei einer einzigen Frequenz durchgeführt werden sollen. Dann würde man das Abstimmrohr ganz fortlassen und den Abstand EF gleich der halben Wellenlänge der Meßfrequenz oder einem ungeraden Vielfachen davon wählen. Hat man durch Variation von Z_1 auf verschwindende Lautstärke bei E und F eingestellt — (im Prinzip würde eine einzige Abhörstelle genügen, die von der Mitte N des Nebenrohres um eine viertel Wellenlänge entfernt ist; die zweite Stelle dient nur zur Kontrolle) —, so ist die symmetrische Schallausbreitung nachgewiesen. Denn wenn bei E und F nichts zu hören ist, müssen dort Druckknoten liegen. Das ist aber nur möglich, wenn dem stehenden Wellenvorgang im Nebenrohr keine fortschreitende Welle überlagert ist, und wenn die Schwingungen in der stehenden Welle symmetrisch zu M erfolgen. Wenn der Schallvorgang im Nebenrohr symmetrisch ist, muß er es aber auch im Hauptrohr sein.

Die Messungen könnten nach dem angegebenen Prinzip bei beliebigen Frequenzen durchgeführt werden, wenn der Abstand der Abhörstellen E und F variabel wäre. Es wäre aber konstruktiv schwierig, es so einzurichten, daß die Ansatzstutzen E und F auf dem Nebenrohr verschiebbar sind. Diese Schwierigkeit wird durch den Einbau des Abstimmrohres umgangen. Es ist leicht zu zeigen, daß bei symmetrischer Schallausbreitung an den Stellen E und F Druckknoten auftreten, wenn die Summe der Strecken EF und GNH eine halbe Wellenlänge der Meßfrequenz oder ein ungerades Vielfaches davon beträgt. Genügt man dieser Bedingung durch Verschieben des Auszuges, so können Messungen bei beliebigen Frequenzen durchgeführt werden.

Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die Messung unmöglich wird, wenn die Rohrlänge $CE = DF$ eine halbe Wellenlänge beträgt. Denn in diesem Falle würden die von M ausgehenden Schallwellen an den Verzweigungsstellen C und D vollkommen reflektiert werden

unabhängig davon, welche Größe die Impedanzen Z_1 und Z_2 besitzen. Will man einen Apparat konstruieren, der in einem möglichst großen Frequenzbereich lückenlos verwendbar ist, so darf daher CE nicht zu groß sein.

Fig. 2.

Auf Grund der angegebenen Überlegungen wurde der in Fig. 2 abgebildete Apparat gebaut. Die Länge des Hauptrohres beträgt 102 cm, sein innerer Durchmesser 3,4 cm. In der Mitte sind zwei einander gegenüberliegende Telephone angebracht. die durch den gleichen Wechselstrom erregt werden. Weiterhin ist $CD = 22$ cm, $EF = 12$ cm, $CE = 7{,}5$ cm. Der innere Durchmesser des Nebenrohres und des Abstimmrohres beträgt 1,6 cm. Die beiden Enden des Abstimmrohres sind gegeneinander und gegen das Hauptrohr durch ein T-Stück abgestützt. Das eine Rohr J des Auszuges ist mit einer Teilung versehen, so daß man an der Endkante des Abstimmrohres die Länge GNH ablesen kann. Vor jeder Messung ist der Auszug so einzustellen, daß die Summe der Längen GNH und EF gleich der halben Wellenlänge oder einem ungeraden Vielfachen davon ist. Der durch die Telephonkapseln nach außen dringende Schall stört beim Abgleich; es ist daher zweckmäßig, den ganzen Mittelteil des Apparates in Watte einzupacken.

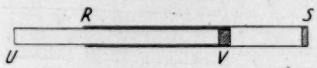


Fig. 3.

Die Brauchbarkeit der Methode hängt vor allem davon ab, daß man einen geeigneten veränderlichen Vergleichswiderstand findet. Die besten Resultate wurden mit der in Fig. 3 skizzierten Anordnung erhalten. Das Messingrohr RS, das genau in das Hauptrohr des Apparates hineinpaßt, ist am einen Ende S mit einer dünnen Filzscheibe abgeschlossen. Die Filzscheibe liegt an einem weitmaschigen Drahtnetz an, so daß sie sich nicht verschieben kann. In dem Rohr RS läßt sich ein weiteres Rohr UV verschieben, das am einen Ende V mit einer dicken Messingscheibe abgeschlossen ist. Schiebt man das Rohr RS zusammen mit dem Rohr UV in das Hauptrohr ein, so stellt die Anordnung eine Vergleichsimpedanz Z_1 dar, die in weiten Grenzen geändert werden kann. Die akustische Impedanz der Wand S läßt sich ja durch das Reflexionsvermögen und durch den Phasensprung charakterisieren. — Befindet sich die Messingscheibe dicht hinter der dünnen Filzscheibe, so liegt das Reflexionsvermögen nahe bei 100 Proz. Beträgt der Abstand zwischen beiden Scheiben eine viertel Wellenlänge, so werden nur wenige Prozent reflektiert. Jeder Zwischenstellung entspricht ein ganz bestimmtes Reflexionsvermögen. Verschiebt man einerseits das Rohr RS in dem Hauptrohr und andererseits das Rohr UV in RS, so kann man fast die gesamte Impedanzebene bestreichen und auf diese Weise den Abgleich erzielen. Für eine genaue Messung ist es sehr wesentlich, daß die verschiedenen Rohre sehr gut ineinander eingepaßt sind. Die genaue Eichung der Vergleichsimpedanz für die verschiedenen Frequenzen dürfte am besten mit einer der üblichen elektroakustischen Methoden zur Impedanzmessung durchgeführt werden.

Mit dem Apparat lassen sich beispielsweise das Reflexionsvermögen von Proben technischer Absorptionsstoffe, das Reflexionsvermögen von akustischen Filtern usw. leicht bestimmen. Über derartige Messungen soll später berichtet werden.

Dem Direktor des Physikalischen Institutes, Herrn Prof. Dr. Waetzmann, möchte ich für die Überlassung der Institutsmittel und für das stete Interesse, das er der Arbeit entgegenbrachte, herzlich danken.

Breslau, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Februar 1934.

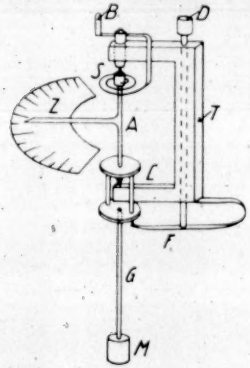
(Eingegangen 28. Februar 1934.)

Ein einfacher Apparat zur Messung magnetischer Feldstärken mittels Wirbelströmen.

Von Hans Buchner.

Zur orientierenden Messung mit einfachen Apparaten steht für magnetische Feldstärken nur die Wismutspirale nach Lenard zur Verfügung, deren Verwendung aber wegen ihrer Inkonstanz und allgemeinen Zerbrechlichkeit wenig eingebürgert ist. Der im folgenden beschriebene Apparat vereinigt die Vorzüge der *Bi*-Spirale, geringer Platzbedarf, also punktförmige Ausmessung des Feldes, und einfache Meßvorschrift mit einem denkbar primitiven und daher widerstandsfähigen Aufbau.

Der *Al*-Zylinder *M* (s. Figur) ist über einen Glasstab *G* an einer gekröpften Achse *A* befestigt, die in Spitzen mit sehr geringer Reibung drehbar ist. An der Achse greift eine Bronzespiralfeder *S* an, deren anderes Ende über den Bügel *B* an dem Träger *T* befestigt ist. An der Achse ist ein Zeiger *Z* angebracht, mit dem die



Achse und damit der Zylinder gegen die Spannung der Spiralfeder bis zu einem Anschlag *L* gedreht werden kann. Die Feder *F* verhindert durch Reibung die Rückkehr in die Ruhelage. Durch den Druckknopf *D* wird die Bremse gelöst und das System dreht sich rasch in die Ruhelage zurück. Erfolgt der Vorgang in einem Magnetfeld, so entstehen bei der Drehung Wirbelströme, die wie eine Reibungskraft wirken und die Bewegung bremsen. Als Maß für die magnetische Feldstärke kann entweder die Zeit gemessen werden, die das System braucht, um einen gewissen Winkel zurückzulegen, oder der Winkel, den das System in einer gewissen Zeit zurücklegt. Letzteres Verfahren hat den Vorteil, daß es möglich ist, statt einer Winkelskala sofort eine in Örstedt geeichte Skala anzubringen. Die Eichung geschieht empirisch durch Einführung des Systems in Magnetfelder bekannter Größe.

Das Problem, die Bremse für eine immer wieder reproduzierbare Zeit frei zu machen, ist dadurch zu lösen, daß ein handelsüblicher photographischer Selbstauslöser mit einem Gummiball auf den Druckknopf einen Druck von wählbarer Dauer (eingestellte Belichtungszeit) auszuüben gestattet.

Die Genauigkeit der Methode hängt ganz wesentlich von der Exaktheit des Selbstauslösers ab. Die darauf angegebenen Zeiten entsprechen im allgemeinen nicht genau Sekunde, was bei der Eichung zu beachten ist. Die Genauigkeit der Auslösung beträgt etwa 2 Proz., die Genauigkeit der Messung ist also von derselben Größenordnung.

Irgendwelche zeitliche Inkonstanz ist nicht zu befürchten. Die Temperaturkoeffizienten für den Widerstand des *Al*-Zylinders einerseits und für die Elastizität der Spiralfeder und der Selbstauslöserfeder andererseits haben eine gewisse Temperaturempfindlichkeit zur Folge. Sie wird aber dadurch verringert, daß mit zunehmender Temperatur eine Vergrößerung des Widerstandes und damit eine Verkleinerung der Bremsung aufgewogen wird durch eine Verkleinerung der rücktreibenden Kraft der Spiralfeder und eine Verlängerung der Selbstauslöserzeit.

Die Empfindlichkeit der Anordnung hängt von der Stärke der Spiralfeder und der Größe des *Al*-Zylinders ab. Letzterer wird so klein als möglich gewählt, da die Messung ein Integral über die Feldstärke in seinem ganzen Volumen liefert. Daraus ergibt sich die Forderung nach einer schwachen Spiralfeder; es wurde die Feder eines Milliamperemeters verwendet.

Bei gegebener Stärke der Spiralfeder und gegebenem Zylinder kann die Empfindlichkeit durch Vortorsion der Spiralfeder, durch Drehung des Bügels *B* gegen den Träger *T* verändert werden. Da auch die Laufzeit des Selbstauslösers in weiten Grenzen variabel ist, kann mit demselben Apparat auf mehreren Skalen ein sehr großer Feldbereich erfaßt werden.

München, Physikalisches Institut der Universität, März 1934.

(Eingegangen 16. März 1934.)

Die Ausdehnungszahl der Anschauungswelt.

Von Ernst Reichenbächer.

Für die folgenden Überlegungen soll der Grundsatz gelten: Das materielle oder physikalische Geschehen ist das Primäre, die Grundlage, auf der sich sekundär Zeit und Raum aufbauen. Es wird nach unserem jetzigen Dafürhalten durch eine Welle oder Schwingung wiedergegeben, deren mathematische Gleichung ist:

$$A(\psi) \equiv \left(\alpha^{\mu} \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} + a\right)\psi = 0. \qquad (1)$$

Die Anzahl der Wellenfunktionen ist dabei nur eins, die der unabhängigen Veränderlichen (Weltkoordinaten) x^{μ} könnte zwar an sich beliebig sein, d. h. es würde sich der Schwingungsvorgang in einer Welt mit beliebig viel Ausdehnungen durch eine solche Gleichung ausdrücken. Nach einer Koordinatentransformation könnte aber die Gleichung auf eine einzige unabhängige Veränderliche zurückgeführt werden, die für die mathematische Darstellung genügt. Der Schwingungsvorgang verläuft also an sich eindimensional.

Nun kommt aber für die Beobachtung dieses Vorganges hinzu, daß er in Wechselwirkung mit dem Beobachtenden treten muß. Dieser ist aber nur durch das Mittel seiner Körperlichkeit imstande, die Beobachtung anderer, ihm fremder physikalischer Vorgänge zu machen, und sein Körper besteht seinem Wesen nach aus Materie, d. h. auch aus Schwingungen. Soweit es sich also um die physikalischen Grundlagen der Beobachtung handelt, beruht diese auf einer Wechselwirkung zweier Schwingungen, der beobachteten und der beobachtenden. Aus diesem Grunde können die physikalischen Vorgänge in der Welt der Beobachtungen, soweit diese sich auf das Fremdgeschehen beziehen, nicht durch eine einzige Schwingungsfunktion dargestellt werden, sondern es gehören dazu zwei, die des Objekts ψ_o und die des Subjekts ψ_s. Das an sich einfache Geschehen wird dadurch kompliziert und stellt sich statt durch die einfache Gleichung (1) durch die Matrizengleichung

$$\begin{pmatrix} A_{\mathrm{I}} & A_{\mathrm{II}} \\ A_{\mathrm{III}} & A_{\mathrm{IV}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_o \\ \psi_s \end{pmatrix} = 0 \qquad (2)$$

dar, die in folgende einfache Gleichungen zerlegt werden kann:

$$\left.\begin{aligned} A_{\mathrm{I}}(\psi_o) + A_{\mathrm{II}}(\psi_s) &= 0\,, \\ A_{\mathrm{III}}(\psi_o) + A_{\mathrm{IV}}(\psi_s) &= 0\,. \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

Nun ist der Beobachtende bestrebt, rein „objektiv" zu sein und demnach das Subjektive auszuschalten. Die Elimination der den subjektiven Vorgang darstellenden Funktion ψ_s führt zu einer Differentialgleichung für ψ_o allein, die voraussichtlich von der zweiten Ordnung ist. Das ist in der Tat unter gewissen Bedingungen der Fall, die ich in einer Reihe von Arbeiten untersucht habe, über die ich kürzlich in der Physikalischen Zeitschrift berichtete[1]). Zu diesen Bedingungen gehört nun auch — und wohl als wichtigste —, daß diese Elimination in der gewünschten Weise nur in einer Mannigfaltigkeit von vier Ausdehnungen möglich ist.

So kann es uns in diesem Zusammenhange nicht mehr wunderbar erscheinen, daß die Welt, in der sich die uns rein objektiv erscheinenden Vorgänge abspielen, gerade vier Ausdehnungen hat und nicht mehr oder weniger. Die Zahl der Ausdehnungen unserer Erscheinungswelt kommt also durch das Wechselspiel zwischen dem beobachtenden subjektiven und dem beobachteten objektiven Vorgang zustande, die beide „an sich" rein eindimensional sich abspielen, aber durch ihr in gewissem Sinne unlösbares Verknüpftsein die Ausdehnungszahl vier mit unbedingter Notwendigkeit erzwingen.

1) Physik. Zeitschr. **35**, 150, 1934.

Die Elimination der Wellenfunktion ψ_o des objektiven Vorganges würde für die des subjektiven ψ_s eine ganz ähnlich gebaute Differential-Gleichung II. Ordnung hervorbringen, wie sie für ψ_o entsteht. Danach könnte es scheinen, als ob das sich selbst beobachtende Subjekt sich auch als vierdimensional empfinden müßte. Das ist aber nur in dem sehr eingeschränkten Sinne der Fall, daß die Vierdimensionalität nur durch Elimination des objektiven Vorganges und seiner Wellenfunktion ψ_o herauskommt. Dabei bleibt sich das beobachtende Subjekt durchaus des Vorhandenseins des objektiven Vorganges bewußt, und so erscheint es sich selbst nur im Zusammenhange mit diesem objektiven Geschehen, also als Teilhaber und Mitspieler in der objektiven Welt vierdimensional.

Betrachtet es sich aber selbst, ohne auf einen fremden Vorgang Bezug zu nehmen, so erscheint ihm der Ablauf des Geschehens von vornherein gar nicht durch das Hinzutreten eines solchen Vorganges, also das Auftreten einer zweiten Wellenfunktion ψ_o, kompliziert, sondern durch die Gleichung (1) gegeben, die nun aber, weil sie auf eine einzige unabhängige Veränderliche beschränkt werden kann, in der Gestalt

$$A(\psi_s) = \left(\alpha \frac{d}{dx} + a\right)\psi_s = 0 \qquad (4)$$

zu schreiben ist, wo der Index s der Wellenfunktion sich von selbst ergibt. Diese Gleichung ist sofort durch

$$\psi_s = e^{-\int \frac{a}{\alpha} dx} \qquad (5)$$

lösbar, was bei konstantem Verhältnis $a : \alpha = 2\pi\nu/c$ und $x = ict$ auf

$$\psi_s = e^{-2\pi i \nu t} \cdot \mathfrak{Const.} \qquad (6)$$

führt, wobei die Schwingungszahl ν das Tempo dieses Sichselbstempfindens angibt, das auch zeitabhängig sein kann.

Wir haben hiermit die eine Dimension, die für die Selbstbeobachtung subjektiver Vorgänge allein besteht, nach der menschlichen Namengebung als „Zeit" bezeichnet. Bei dem Bestreben, diese Selbstbeobachtungen mit denen fremder Vorgänge, für die vier Ausdehnungen gelten, zu einem gemeinsamen Weltbild zu verschmelzen, ist es nicht zu verwundern, daß diese subjektive Dimension mit einer der vier objektiven übereinstimmt. Aber sie ist von den drei anderen, obwohl sie grundsätzlich mit ihnen gleichwertig ist und durch Lorentztransformationen in gewissem Umfang in die eine oder die andere von ihnen übergeführt werden kann, doch durch die Verkoppelung mit dem gegenüber den räumlichen Meßstrecken imaginären Maß deutlich geschieden.

Nun lehrt aber die Erfahrung, daß die objektive Außenwelt nicht unteilbar erscheint,

d. h. daß der gesamte Weltablauf kein einfacher Vorgang ist, der eindimensional abläuft, sondern sich aus einer ungeheuren Zahl solcher Vorgänge zusammensetzt, die in ihrer Gesamtheit nicht mehr als eindimensional aufgefaßt werden können. Trotzdem ist an der hier beschriebenen Entstehung der vierdimensionalen Weltauffassung aus dem Wechselspiel zwischen subjektivem und objektivem Geschehen festzuhalten, die beide eindimensional ablaufen; denn diese Weltauffassung ergibt sich aus dem subjektiven Erleben der objektiven Eindrücke. Es ist nicht möglich, gleichzeitig mehr als einen solchen Eindruck zu erleben: die gegenteilige Auffassung, daß viele solcher Eindrücke, z. B. im optischen Bilde, gleichzeitig erlebt werden können, stellt zwar der geistigen Regsamkeit des Beobachters, mit der er in ungeheurer, ihm selbst nicht mehr zum Bewußtsein kommender Schnelligkeit die Einzelbeobachtungen nacheinander – aber eben immer nacheinander – verarbeitet, das beste Zeugnis aus, ändert aber nichts an der Tatsache, daß im selben Augenblick immer nur ein objektiver Vorgang auf unser subjektives Erleben einwirkt, also beobachtet wird. Die anderen, die vorher, sei es auch unvorstellbar kurz vorher, beobachtet wurden, sind zu Erinnerungsbildern geworden, also jetzt Bewußtseinsinhalt, Teile unseres Erlebens, gehören daher nicht mehr zum Bereich der durch die Wellenfunktion ψ_0 dargestellten Erscheinungen, sondern zu den durch ψ_1 beschriebenen. So bleibt es dabei, daß die vierdimensionale Weltanschauung sich durch die Wechselwirkung zwischen unserem subjektiven Erleben und immer wieder neuen Einzelvorgängen zustande kommt, die alle eindimensional ablaufen.

Dabei ist durchaus nichts darüber gesagt, in wieviel Ausdehnungen der gesamte Weltablauf objektiv sich vollzieht, ob die Auffassung der Wellenmechanik zu Recht besteht, die jedem Elektron seinen eigenen Raum zuordnet, oder ob auch das objektive Geschehen sich in einer vierdimensionalen Raumzeitwelt abspielt, die ähnlich wie unsere Anschauungswelt durch die Wechselwirkung zwischen zwei Vorgängen zustande kommt, die natürlich beide in viele Einzelvorgänge zerfallen müßten, also nicht mehr eindimensional sein könnten. Die Zerlegung der Gesamtheit aller in der Welt ablaufenden Vorgänge in zwei Gruppen könnte in der Weise erfolgen, daß die eine sich auf die positiv, die andere auf die negativ geladenen Elementarteilchen bezieht. Welche der beiden eben gekennzeichneten Auffassungen die richtige ist, wird zwar nicht unmöglich festzustellen sein, steht aber hier nicht zur Erörterung.

(Eingegangen 19. März 1934.)

Zur Theorie der Korona-Entladung.

Von J. H. Bruce.

1. Neulich hat Herr Deutsch eine Theorie über die Dichteverteilung in einer Gasentladung veröffentlicht[1]). Um zu anwendbaren numerischen Resultaten zu kommen, werden dort Annahmen gemacht, die in manchen Fällen, wie schon seine Versuche beweisen, eine gute Annäherung an die wirklichen Verhältnisse gestatten. Da sie aber nur an gewissen Stellen des Feldes gelten, könnten unter Umständen bedeutende numerische Fehler hervorgerufen werden.

Deshalb wird im folgenden die Theorie auf strengerer Grundlage entwickelt; ferner wird das Problem für parallele Leiter willkürlicher Form auf die Lösung einer linearen Integralgleichung zurückgeführt.

2. Wir betrachten also den Fall, daß das Potentialfeld sich zweidimensional darstellen läßt. Ist die Dichte überall klein, können wir eine Lösung durch Störungen des entsprechenden elektrostatischen Feldes versuchen. Herr Deutsch nimmt an, daß die Feldrichtung überall in erster Näherung unverändert bleibt; das Störungsfeld müßte also eine Funktion des elektrostatischen sein: es wird sich aber zeigen, daß dies nur an bestimmten Stellen exakt gilt, und im allgemeinen wird auch die Feldrichtung verändert.

Bekanntlich läßt sich das elektrostatische Feld mit Hilfe eines Potentials φ und einer Kraftfunktion ψ darstellen, die beide der Laplaceschen Gleichung und außerdem der Gleichung

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y}\frac{\partial \psi}{\partial y} = 0 \qquad (1)$$

genügen. φ und ψ sind durch $\varphi + i\psi = F(x+iy)$ gegeben, oder, indem wir diese Transformation als normiert betrachten, $\varphi + i\psi = \alpha(\xi + i\eta)$. Wir wollen

$$dx^2 + dy^2 = g^2(d\xi^2 + d\eta^2)$$

setzen.

Fügen wir jetzt dem Potential ein kleines, der Laplaceschen Gleichung nicht genügendes Glied u zu, gilt

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 4\pi\varrho \qquad (2)$$

oder

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} = 4\pi g^2 \varrho . \qquad (2')$$

Da in einem Gase der Strom durch ϱ grad V gegeben ist, wenn V das Gesamtpotential bedeutet, liefert die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\varrho\frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\varrho\frac{\partial V}{\partial y}\right) = 0$$

1) Deutsch, Ann. d. Phys. (5) **16**, 588, 1933; Physik. Zeitschr. **34**, 418, 1933.

oder, da φ selbst der Laplaceschen Gleichung genügt,

$$\frac{\partial \varrho}{\partial x}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \varrho}{\partial y}\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \qquad (3)$$

unter Vernachlässigung der Produkte kleiner Glieder. Also mit Rücksicht auf (1) gilt

$$\varrho = \varrho(\eta). \qquad (4)$$

Wäre nun u eine Funktion von ξ, müßte nach (2') g^2 in ein Produkt von Funktionen von ξ und η zerfallen; dies ist nicht der Fall.

3. Um die Lösung weiterzuführen, müssen wir die Grenzbedingungen präzisieren, und diese sind physikalisch unklar. Nehmen wir an, daß die ganze Ionisierung in einer verschwindend dünnen Schicht an der Oberfläche der kleineren Elektrode stattfindet, müßte dort nach Townsend[1]) die elektrische Kraft gleich ihrem Wert beim Zünden der Entladung sein. Eine solche Hypothese wird durch die Versuche von Watson[2]) gestützt. Also sind die beiden Elektroden Äquipotentialflächen, und die Kraft auf der einen ist bestimmt.

Es sei nun auf der Fläche ξ_1 das Potential V_1 und die Kraft X, auf der Fläche ξ_2 das Potential V_2. Bekanntlich gilt dann[3])

$$4\pi V_{(xy)} = \int_S \nabla^2 V_{x'y'} \log r \, dx' dy' + \int_s \left(\frac{\partial V}{\partial n} \log r - V \frac{\partial \log r}{\partial n} \right) ds' \qquad (5)$$

$$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2,$$

wenn der Punkt (xy) innerhalb der Fläche S mit dem Rande s liegt. Dieser Satz gilt auch, wenn anstatt der Koordinaten (xy) die lokalkartesischen Koordinaten (ξ, η) benutzt werden, wir müssen $r^2 = (\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2$ setzen.

Also gilt

$$4\pi V = \int_S g^2 \varrho(\eta') \, d\varepsilon' \, d\eta' + \int_{\xi_1} \left(X \log r - V_1 \frac{\partial \log r}{\partial \xi_1} \right) d\eta' - \int_{\xi_2} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi_2} \log r - V_2 \frac{\partial \log r}{\partial \xi_1} \right) d\eta'. \qquad (6)$$

(Selbstverständlich muß X in den neuen Koordinaten ausgedrückt sein.) Differenzieren wir diese Gleichung nach ξ auf der Oberfläche ξ_2 und führen wir die Werte der Integrale für einen Punkt auf diesem Rande ein, finden wir

$$2\pi \frac{\partial V}{\partial \xi_2} = \int_S \varrho(\eta) \frac{\partial}{\partial \xi_2} (g^2 \log r) \, dS - \int_{\xi_1} \left(X \frac{\partial \log r}{\partial \xi_2} - V_1 \frac{\partial^2 \log r}{\partial \xi_1 \partial \xi_2} \right) d\eta'.$$

Mit Hilfe dieses Ausdruckes liefert (6) nach einigen Umrechnungen

$$\int_S g^2 \log r \, \varrho(\eta') \, dS - \frac{1}{2\pi} \int_{\xi_2} \left[\int_S \varrho(\eta'') \frac{\partial}{\partial \xi_2} (g^2 \log r') \, dS' \right] \log r \, d\eta'$$

$$= 2\pi (V_2 - V_1) - \int_{\xi_1} X \log r \, d\eta' - \frac{1}{2\pi} \int_{\xi_2} d\eta \left(\log r \int_{\xi_1} X \frac{\partial \log r}{\partial \xi_2} \right) d\eta'. \qquad (7)$$

Da aber in dem Oberflächenintegral die Integration nach ξ sich im Prinzip ohne weiteres durchführen läßt, ist dies eine gewöhnliche lineare Integralgleichung zweiter Ordnung zur Bestimmung von $\varrho(\eta)$, und die Lösung des Raumladungsproblems läßt sich auf die Lösung dieser Gleichung zurückführen.

Es sei noch bemerkt, daß das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (7) nie den Wert überschreiten kann, den es erreicht, wenn die Entladung über die ganze Oberfläche stattfindet; wir können es durch eine Funktion von η ersetzen, mit den Dimensionen eines Potentials, und wenn die kleinere Elektrode so klein ist, daß die elektrostatische Kraft über die ganze Oberfläche angenähert konstant ist, was in der Technik sehr häufig vorkommt, bekommen wir die vereinfachte Formel

$$\varrho = (V - V_0) A(\eta)$$

oder, für die Gesamtströmung,

$$I = B(V - V_0) V_0,$$

wo die Funktionen A, B aus den Dimensionen des Apparates berechnet werden können.

1) Townsend, Phil. Mag. **28**, 84, 1914 (explizite nur für konzentrische Zylinder).

2) Watson, Journ. Inst. Electr. Engineers (London) **45**, 5, 1910.

3) Siehe z. B. Livens, Electricity and Magnetism (Cambridge), S. 20.

Loughton (Essex).

(Eingegangen 5. August 1933.)

ZUSCHRIFTEN.

Über das Verhalten von Sperrschichten in elektrischen Wechselfeldern.

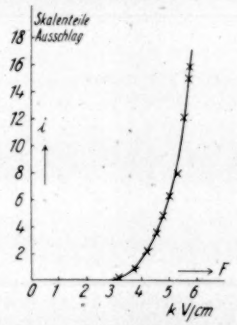
Von H. Bomke und E. Hasché.

Auf Grund von Überlegungen im Zusammenhang mit der modernen Theorie der Halbleiter vermuteten wir einen Einfluß starker elektrischer Wechselfelder auf den Elektronendurchgang durch unipolar leitende Grenzschichten. Wir haben daher an einer Reihe von Sperrschichtgleichrichter- und Photozellen diesbezügliche Untersuchungen angestellt, über deren Ergebnis hier berichtet werden soll.

Die zu untersuchenden Sperrschichtzellen wurden in das Kondensatorfeld eines elektrischen Kurzwellensenders gebracht, wobei darauf geachtet wurde, daß die Versuchszellen sich an einer Stelle homogener Feldverteilung befanden. An die Sperrschichtzelle war ein empfindliches Galvanometer angeschlossen. Es zeigte sich bei diesen Versuchen, daß unter der Einwirkung des elektrischen Hochfrequenzfeldes in dem Stromkreis der Sperrschichtzelle ein Gleichstrom floß, der dem bei Bestrahlung einer solchen Zelle mit Licht oder Röntgenstrahlen erhaltenen Photostrom entgegengesetzt war. Es erwies sich ferner, daß der Effekt erst bei Erreichen einer bestimmten kritischen Feldstärke auftritt und bei weiterer Steigerung der Feldstärke exponentiell zunimmt. Die beobachtete Erscheinung tritt bei Verwendung verschiedener Leiter-Halbleiterkombinationen in qualitativ gleicher Weise auf. Wir konnten sie beispielsweise auch an elektrolytischen Flüssigkeitsgleichrichtern nachweisen. Bei Verwendung eines Funkenstreckensenders an Stelle des sonst benutzten Röhrengenerators ergab sich in der Erscheinungsform des Effektes kein wesentlicher Unterschied.

In der nebenstehenden Abbildung ist als Beispiel für den charakteristischen Verlauf der Feldstärkeabhängigkeit dieses Effektes das Ergebnis der Messungen an einer Selensperrschichtzelle bei einer Wellenlänge von 16,4 m dargestellt. Die Einsatzfeldstärke lag bei diesem Versuch bei etwa 3 kV/cm. Trägheits-, Ermüdungs- und Überlastungserscheinungen waren in allen untersuchten Fällen nicht feststellbar.

Nach Abschluß der Untersuchungen soll darüber an anderer Stelle eingehender berichtet werden, namentlich auch über die Frequenzabhängigkeit und die sich daraus ergebende Deutung der Erscheinung.



Die gefundene Erscheinung dürfte u. a. auch für die Praxis von Bedeutung werden, da die Messung von hochfrequenter Schwingungsenergie und von Feldstärken oberhalb 10^8 Hz zur Zeit bekanntlich noch erhebliche Schwierigkeiten bereitet.

Berlin-Charlottenburg, im April 1934.

(Eingegangen 4. Mai 1934.)

BESPRECHUNGEN.

L. Couffignal, Les machines à calculer. Leurs principes. Leur évolution. Préface de M. d'Ocagne. 8°. VIII und 86 S. Mit 24 Figuren. Paris 1933. Gauthier-Villars. Geh. 15 franz. Fr.

Wie der Titel besagt, handelt es sich um die Geschichte und um die Grundlagen der Rechenmaschinen (im engeren Sinne, also abgesehen von Nomogrammen u. ä.). Zunächst werden die „einfachen" Maschinen besprochen, welche zu zwei einzustellenden Zahlen jeweils nur deren Summe, Differenz, Produkt oder Quotienten liefern. Bei solchen Maschinen wächst also mit der Anzahl der auszuführenden „einfachen" Operationen (das sind Additionen usw.) die Wahrscheinlichkeit von Rechenfehlern, welch letztere ja (praktisch allein) von Ablesung und Einstellung abhängen. Die Entwicklung drängt mithin, wie Verfasser sehr deutlich macht, zur Konstruktion „komplexer" Maschinen, das sind solche, durch die auch aus einfachen zusammengesetzte (rationale) Operationen auf Grund möglichst einfacher Einstellungen ausgeführt werden können. Und es wird geradezu als die grundlegende Aufgabe bezeichnet, Maschinen zu konstruieren, welche auf diese Weise den Einfluß des „Maschinisten" und damit die von ihm verursachbaren Fehler weitgehend auszuschalten gestatten (Problem von Babbage; Maschinen von Babbage, Torres, synchronisierte Maschinenaggregate u. a.). Verfasser hat selbst eine derartige Maschine konstruiert und bereits in Bau gegeben. Diese Maschine gestattet die Berechnung der Werte eines Polynoms von n Veränderlichen oder des Quotienten zweier Polynome einer Veränderlichen. Den Schluß bilden interessante Betrachtungen über die wechselseitige Anpassung der Berechnungsmethoden (eine rationale Operation kann in verschiedener Weise aus einfachen aufgebaut werden) und der Maschinen aneinander sowie über die damit zusammenhängenden Aufgaben. Haupt.

W. Dubislav, Naturphilosophie. 172 S. Berlin 1933. Junker und Dünnhaupt. RM 6.—.

Dieses Buch vertritt einen „kritischen Empirismus", der sich auf Helmholtz beruft und in den wesentlichen Punkten mit dem Standpunkt der jüngeren positivistischen Schule (Carnap, Reichenbach ...) identisch ist. Der Verfasser grenzt diesen Standpunkt nach zwei Seiten hin deutlich ab: gegen den Apriorismus der verschiedenen Kantischen Schulen und gegen den naiven Empirismus der älteren Positivisten. Seine Kritik trifft dabei in beiden Fällen eigentlich nicht die Grundtendenz, wenn man nämlich als Grundtendenz des Apriorismus die Auffassung bezeichnen darf, daß ohne gewisse a priori vorhandene Erkenntniselemente die Entstehung von „Erfahrung" überhaupt unmöglich sei, und als Grundtendenz des Empirismus, daß kein Satz einer wissenschaftlichen Theorie, sei er auch noch so fundamental, der Prüfung durch die Erfahrung prinzipiell entzogen werden könne. Er weist vielmehr, genau genommen, gerade diejenigen speziellen Formulierungen jeder der beiden Anschauungen zurück, die mit der Grundtendenz der anderen in Widerspruch geraten. So stellt er einerseits sehr klar die Unmöglichkeit dar, in dem, was wir „Erfahrung" nennen, zwischen der von uns herangebrachten Theorie und der unmittelbaren Wahrnehmung deutlich zu unterscheiden, da jede bewußte Formulierung des wahrgenommenen Sachverhalts sich schon der von Theorien durchwobenen Sprache bedienen muß; andererseits demonstriert er an vielen Stellen die Unmöglichkeit, solche theoretischen Grundelemente so als Aussagen a priori zu formulieren, daß ihre angebliche Unabhängigkeit von der Erfahrungskontrolle einen wissenschaftlich greifbaren Sinn bekommt.

Im Gegensatz zu dieser paritätischen Kritik bedient der Verfasser sich zum positiven Aufbau der Erkenntnistheorie ausschließlich des empiristischen Gedankenguts. Das heißt, der Begriff der Erfahrung — genauer: des mitteilbaren und prüfbaren Erfahrungsresultats — wird zwar im Gegensatz zum älteren Empirismus nicht als Selbstverständlichkeit aufgefaßt, aber schließlich doch als Faktum hingenommen, dessen weitere Analyse für die Sicherheit der daraus zu ziehenden Schlüsse nicht wichtig ist. Das ist zweifellos eine für viele Probleme zweckmäßige Idealisation, die insbesondere der Gestalt der heutigen Physik ziemlich gut angepaßt ist. Jedoch ist zu beachten, daß man selbst in der Physik nur in den jeweils abgeschlossenen Disziplinen formal von dem Weg abstrahieren kann, der zu den „Beobachtungsdaten" geführt hat; daher kann es sich bei dieser positivistischen Erkenntnistheorie nicht so sehr um eine Theorie über die Gewinnung von Erkenntnis wie um eine Theorie über gewisse Eigenschaften bereits gewonnener Erkenntnis handeln. Innerhalb dieses Rahmens lassen sich dafür sehr scharfe Fragestellungen und Antworten geben. Diese stellt das Buch klar und relativ leichtverständlich dar (unter sehr maßvoller Benützung des in einem besonderen Kapitel erläuterten Logikkalküls). Zu erwähnen sind außer den Kapiteln über prinzipielle Fragen die Abschnitte über das Induktionsproblem, über Zählen und Messen, Mathematik und Wirklichkeitserkenntnis, das Raum-Zeit-Problem und das Problem der Naturgesetzlichkeit. Die Probleme werden dabei stets so gefaßt, daß lieber die Weite des Gesichtskreises als die Exaktheit der Formulierung geopfert wird. Zur Sicherung dieser Basis hat auch die bei manchen positivistischen Verfassern zur Manie gewordene Bekämpfung „sinnloser" Sätze ihren guten Sinn; denn die übliche Rechtfertigung der als sinnlos bezeichneten Fragen und Sätze, ihre Fruchtbarkeit, erlischt ja von selbst in dem einzigen Fall, in dem ihre Sinnlosigkeit überhaupt exakt nachgewiesen werden kann, nämlich dann, wenn sie sich nur noch auf abgeschlossene wissenschaftliche Theorien beziehen. Dagegen dürfte es ein Irrtum sein, wenn der Verfasser als „logischer Behaviorist" der Sprache der Physik die Fähigkeit zuschreibt, im Prinzip jeden in der Welt möglichen Sachverhalt (also z. B. auch die psychologischen) darzustellen; hier liegt wohl eine Überschreitung der Gültigkeitsgrenzen der dem Positivismus zugrunde liegenden Idealisation vor.

Noch ein anderer Irrtum wird durch die Ausdrucksweise mancher Positivisten nahegelegt und sollte deshalb vielleicht ausdrücklich ausgeschlossen werden: die in diesem Buch dargestellten Überlegungen haben mit den neuen Erkenntnissen über die Struktur der Naturforschung, die in den modernen physikalischen Theorien (Relativitäts- und Quantentheorie) enthalten sind, nicht mehr zu tun als das eine, daß sie ihnen nicht widersprechen. Es ist charakteristisch, daß beispielsweise die philosophisch weitaus bedeutsamsten Formulierungen der Quantentheorie, die neueren Aufsätze von Bohr, so wenig Wichtigkeit für diese Naturphilosophie haben, daß sie hier wie in den meisten anderen Darstellungen nicht einmal zitiert sind. Dieser Mangel an objektivem Interesse ist natürlich wechselseitig. Wichtiger wäre es, wenn sich die Vertreter der eigentlichen Philosophie einmal mit gutem Willen mit dieser positivistisch-logizistischen Erkenntnistheorie befaßten. Denn anders als durch Berücksichtigung der logischen Hilfsmittel, die nun einmal geschaffen sind, wird die Philosophie den Naturwissenschaftlern kaum die Idiosynkrasie gegen ihr „unexaktes" Denken nehmen können, die ihr selbst in toleranteren Kreisen nur den Rang entweder einer Vorstufe der Wissenschaft oder einer besonderen Gattung der Poesie läßt.

C. F. v. Weizsäcker.

Handbuch der Astrophysik. Hrsg. von G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Band II, 2. Hälfte: Grundlagen der Astrophysik, 2. Teil, II. Gr.-8°. VII und 322 S. Mit 85 Abbildungen. Berlin, 1931. Julius Springer. RM 54.—, geb. RM 57.20, abzüglich 10 Proz. Notnachlaß.

Die vorliegende zweite Hälfte vom zweiten Bande des Handbuches der Astrophysik enthält zwei Beiträge: G. Eberhard, Photographische Photometrie, und W. Hassenstein, Visuelle Photometrie. Gemäß ihrer Unterbringung im Rahmen des Handbuches unter den Grundlagen der Astrophysik wird in beiden Kapiteln vorzüglich die methodische und instrumentelle Seite der Photometrie behandelt. Daß hierbei Fragen, die eigentlich in das Gebiet der theoretischen Photometrie gehören, erörtert werden, ergibt sich aus der praktischen Unmöglichkeit einer Trennung von Theorie und Praxis. Der Umfang der beiden Beiträge ist sehr verschieden, was teilweise durch die Vielheit der Methoden und Instrumente bedingt ist, die in der visuellen Photometrie Anwendung

fanden und noch finden, angefangen von der primitivsten Art der Messung durch Schätzung bis zur präzisesten Flächenphotometrie.

Die photographische Photometrie von Eberhard beginnt mit einem geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der photographisch-photometrischen Methoden. Abschnitt 2 bringt Allgemeines, Definitionen, Messungen der Schwärzungen und die hierzu nötigen subjektiven und objektiven Instrumente. Ein wichtiger Abschnitt über die Eigenschaften der photographischen Platte schließt sich an. In den weiteren Abschnitten sind behandelt: die verschiedenen photometrischen Methoden der Herstellung einer Schwärzungsskala und die Verfahren zur Herleitung der Schwärzungskurve. Zwei besondere Abschnitte bringen Schleierkorrektion und Gesichtsfeldkorrektion. Selbstverständlich ist auch der Extinktion ein besonderer Abschnitt gewidmet. Der vorletzte Abschnitt bringt die Vergleichung photographisch-photometrischer Kataloge, die internationale Polsequenz und eine Zusammenstellung von Verzeichnissen photographischer Sternhelligkeiten. Im letzten Abschnitt ist die photographische Spektralphotometrie auf nur sieben Seiten behandelt, da auf dieses Gebiet an anderer Stelle des Handbuches ausführlicher eingegangen wird. Der Beitrag von Eberhard schließt mit einem Verzeichnis der wichtigsten Lehrbücher und Abhandlungen aus dem Gebiete der photographischen Photometrie.

Kapitel II, Die visuelle Photometrie von Hassenstein, beginnt nach einer kurzen Einleitung über die Grundlagen mit „Entwicklung der grundlegenden Begriffe und Prinzipien der visuellen Photometrie auf Grund der Lehren der physiologischen Optik". Dieser Abschnitt, der ebenso wie der folgende über den Refraktor als photometrisches Hilfsinstrument eigentlich in das Gebiet der theoretischen Photometrie gehört, ist hier keineswegs fehl am Platze, da er mit großer Klarheit die theoretischen Grundbegriffe der praktischen Photometrie herausarbeitet. Nach Behandlung dieser grundlegenden Fragen werden die Lichtschwächungs- und Vergleichsvorrichtungen besprochen. Die beiden nächsten Abschnitte behandeln dann die Auslöschphotometrie und die Gleichheitsphotometrie mit den dazugehörigen Instrumenten. Den breitesten Raum nimmt hier naturgemäß die Gleichheitsphotometrie ein. Die beiden letzten Abschnitte bringen die Methoden der direkten Größenschätzung und, sehr ausführlich, die Stufenschätzungsmethode. Beide Verfahren der Helligkeitsmessung werden heute in der Astronomie noch oft angewandt, erstere bei Meridiankreisbeobachtungen, letztere zur Überwachung von helleren Veränderlichen. Bezüglich ihrer Genauigkeit stehen die Schätzungen eines geübten Beobachters den Ergebnissen der Punktphotometrie kaum nach, so daß ihre ausführliche Behandlung in einem Handbuchartikel unbedingt geboten erscheint.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der vorliegende Band eine fühlbare Lücke in der Literatur ausfüllt, da eine moderne, allen Ansprüchen genügende Darstellung der Astrophotometrie bisher fehlte. Der Band ist für den Forscher, sei er nun Astronom oder Physiker, als Nachschlagewerk ebenso wertvoll wie für den Lernenden als Einführung.

Werner Schaub.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1934.

Technische Hochschule Aachen. **Stärke:** Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theoretische Optik, 2, Übungen, 1; Sondervorlesung aus der theoretischen Physik, 1; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitungen zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Hoelper:** Luftelektrizität, 1. — **Kirschbaum:** Photographie, für Fortgeschrittene, 1, Übungen, 4; Einführung in die Lehre der Röntgenstrahlen, Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2. — **Schmidt:** Ausgewählte Aufgaben der Wärmemeßtechnik, 6. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8, für Mediziner (mit Wehrli), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht und Wehrli), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Thermodynamik, 5, Übungen, 1; Mechanik deformierbarer Maschinen, 3, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 1. — **Zickendraht:** Fortschritte der musikalischen Akustik, 2; Einführung in die Farbenlehre, 1; Repetitorium der Elektrizitätslehre, insbesondere Wechselströme, Hochfrequenz, 1. — **Zehnder:** W. C. Röntgen, seine Entdeckung der Röntgenstrahlen, die Entwicklung der Röntgenröhren, Röntgen-Briefe, 1 g; Die tiefsten Grundlagen der Naturwissenschaften, 1. — **Bürkli:** Photographische Chemie, 1; Photographisch-chemisches Praktikum, 3. — **Wehrli:** Die experimentellen Grundlagen der Lichtquantentheorie, 1. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5. Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage, Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Thermodynamik, 4; Relativitätstheorie, 3; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung. — **Koestler:** Anwendung der höheren Mathematik in der Lösung naturwissenschaftlicher Probleme, mit Übungen, 1—2; Allgemeine Mechanik: Das Prinzip der virtuellen Verschiebungen, 1; Theorie und Berechnung des elektrischen Transformators, 1—2. — **König:** Die Elektronenröhre und ihre Anwendung, 1; Tonfilm, Bildtelegraphie, Fernsehen, 1. —

Universität Berlin. **N. N.:** Experimentalphysik I, 4; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Schumann, Hettner, Czerny, Sommer und Orthmann), tägl. — **Orthmann:** Höhere Experimentalphysik I, mit Versuchen, 4. — **v. Laue:** Mechanik deformierbarer Körper, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Wehnelt), 2 g; Physikalisches Proseminar, $1^1/_2$. — **Hettner:** Theorie der Materie und der Strahlung I, 4; Theoretisch-physikalische

Übungen, 1. — **Henning:** Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2. — **Kopfermann:** Dispersion und Absorption, 1. — **Sommer:** Einführung in die Spektroskopie, 1. — **Philipp:** Einführung in die Physik des Atomkerns, 1. — **Reichenheim:** Die elektrische Gasentladung und ihre Strahlen, 1. — **Schüler:** Einführung in die Atomphysik, 1. — **Grotrian:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Sonne, 1; Spektroskopische Forschungsarbeiten (mit Schüler), tägl.; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4. — **Kiebitz:** Physikalische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 1. — **Skaupy:** Wissenschaftliche Grundlagen des Fernsehens, 1. — **Trendelenburg:** Elektronenröhren mit Lichtbildern, 1. — **Kolhörster:** Sonderfragen der Höhenstrahlungsforschung, 1; Einführung in die Radioaktivität, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung für Fortgeschrittene, tägl. — **Beutler:** Bandenspektren, 1. — **Gehrcke:** Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in den Naturwissenschaften, 2. — **Wehnelt:** Physikalisches Anfängerpraktikum, 7. Ergänzungen, 1 *g*; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentell-physikalische Arbeiten (mit Schumann und Becker), tägl. — **Czerny:** Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 7 und 8. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Schumann:** Seminar für Wehrphysik I, 2; Übungen zur theoretischen Ballistik III, 1. — **Möglich:** Einführung in die Quantentheorie, mit Übungen, 4; Theoretisch-physikalisches Proseminar, mit Lichtbildern, 2. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie: Wissenschaftliche, Röntgen- und Farbenphotographie, Kinematographie, einschließlich Tonfilm, Reproduktionstechnik, $1^1/_2$. — **Scheffer:** Angewandte wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung, *g*. — **Beck:** Photographisches Praktikum, für Anfänger und Fortgeschrittene, 2 *g*. — **v. Ficker:** Das Wetter in den Alpen, 1 *g*; Meteorologisches Kolloquium (mit Defant), 2 *g*; Anleitung zu meteorologischen und klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Defant:** Ozean und Atmosphäre, 1; Einführung in die Geophysik, 2. — **Knoch:** Das Klima von Deutschland, 1. — **Kähler:** Atmosphärische Optik, 1; Übungen aus dem Gebiete der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Robitzsch:** Atmosphärische Kondensationsvorgänge, 1. — **Bartels:** Physik der höchsten Atmosphärenschichten, 1. — **König:** Übungen zur Wettervorhersage, 2. — **Kölzer:** Wetterdienstliche Übungen für Heerestechnik, 2. —

Technische Hochschule Berlin. **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene (mit Houtermans), 8; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Kolloquium über neue Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 14tägig, 2; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Cranz, Becker, Engl, Leithäuser, Seegert, Schachenmeier, Schulz, Volmer und Weidert), 14tägig, 2 *g*. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 12 und 4, Ergänzungen, 5 *g*. — **Becker:** Atomphysik, 3, Übungen, 2; Seminar über spezielle Fragen der theoretischen Physik, 2 *g*; Allgemeine Heerestechnik, 2. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 2, Übungen, 4; Seminar für technische Physik, 14tägig 2 *g*. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, 12. — **Wallot:** Hilfsmittel für die Berechnung elektrischer Schaltungen II: Vierpoltheorie, Matrizenrechnung, 1. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Houtermans:** Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Atomphysik, 2. — **Sauter:** Kernphysik und Radioaktivität, 2. — **Frerichs:** Einführung in die Theorie der Linien- und Banden-Spektra, nach Vereinbarung. — **Rupp:** Lichtquanten, 1. — **Schröter:** Die Grundlagen der elektrisch-optischen Übertragungen: Lichttelephonie, Lichtrelais, Tonfilm, Bildtelegraphie, Fernsehen, 1. — **Engl:** Erzeugung und Messung höher Temperaturen, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Weidert:** Geometrische Optik I und II, 2; Übungen, nach Vereinbarung *g*; Seminar für optisches Rechnen I und II, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente I und II, 2, Übungen, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Geometrische Optik für Geodäten, 2; Lichtkundliche Übungen: Lichttechnik, optische Instrumente, Photographie, 2; Kolloquium über neuere Probleme der technischen Optik (mit Picht), 14tägig, $1^1/_2$ *g*. — **Schulz:** Refraktometrie und Polarimetrie, 1. — **Seegert:** Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1. — **Picht:** Das photographische Objektiv, 1; Beugungstheorie optischer Systeme, 2. — **Jung:** Geophysikalische Übungen im Gelände (mit Reich), nach Vereinbarung. — **Hergesell:** Erforschung der Atmosphäre durch Registrierballone, 1. — **Kaßner:** Verteilung der Niederschläge auf der Erde nach Ursache, Menge und Häufigkeit, 1; Einführung in die Klimakunde, 1. — **Herrmann:** Aufbau der Materie als Ergebnis der Röntgen-Strukturforschung, 2; Röntgen-Strukturuntersuchungen, tägl.; Kleines röntgenographisches Praktikum, 5. —

Universität Bonn. **Konen:** Physik II, 3; Experimentelle Elektrizitätslehre, 3; Experimentelle Optik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Wever, Schmitz und Dreisch), 2 *g*. — **Pflüger:** Theorie der Wärme, 4. — **Grebe:** Physik der Röntgenstrahlen, 2; Interfrequenz und Beugung des Lichtes, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Elektrodynamik, mit besonderer Berücksichtigung ihrer technischen Anwendungen, 4; Seminaristische Übungen für Physiker und Lehramtskandidaten, 2. — **Wever:** Physikalisch-technische Besichtigungen, nach Vereinbarung *g*. — **Schmitz:** Elektrische Nachrichtentechnik, 1. — **Dreisch:** Physikalische Grundlagen der Wehrtechnik, 1; Flugtechnik II, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst:** Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium (mit Lübcke), 14tägig, 2 *g*. — **Koppe:** Messungen an Luftfahrzeugen, 1; Klima und Luftverkehr, 1; Übungen in Luftfahrtmeßtechnik, 2; Übungen in Flugmeteorologie, 2. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen, mit

Versuchen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Akustik I: Schallwellen und Schallempfang, 1; Akustische Meßmethoden I, mit Übungen, 1; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, nach Vereinbarung; Einführung in die Atomphysik, 1 g. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben und Bergmann), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben und Bergmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Steubing und Waetzmann), 2. — **Steubing:** Photographie für Fortgeschrittene, 1; Seminaristisch-didaktische Übungen für Lehramtskandidaten (mit Groß), 2; Photographische Übungen für Fortgeschrittene, 3. — **N. N.:** Theoretische Optik, 5, Übungen, 2. — **Senftleben:** Allgemeine Mechanik, 4; Seminar über Fragen der modernen Physik, 2. — **Ludloff:** Klassische und moderne Theorien der magnetischen Erscheinungen, 2. — **Jüttner:** Vektor- und Tensorrechnung und ihre Anwendung in der theoretischen Physik, 2. — **Bergmann:** Einführung in die Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 2; Hochfrequenzmeßtechnik, 1. — **Groß:** Schulphysik I: Ausgewählte Kapitel aus Mechanik, Akustik, Wärme, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Steubing), 2; Methodik des Physikunterrichts in der höheren Schule, 1; Großtaten der Technik, 3. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann:** Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 und 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Zwischenpraktikum, 7; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, 2. — **Groß:** Schulphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2; Methodik des Physikunterrichts, 1; Die Behandlung der modernen Technik im Physikunterricht der höheren Schule mit Experimenten, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Geometrische Optik, Wärmelehre, Akustik, $3^1/_2$; Physikalisches Praktikum, 3; Geometrische Optik, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik II: Wärme, Wellenlehre, Strahlung, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Becker:** Einführung in die technische Röntgenkunde, 1. — **Rössiger:** Geophysikalische Geländeübungen, 3; Geophysikalisches Seminar, 2. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Theorie des Lichtes, 4, Übungen, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g; Übungen zur Atomphysik, 2. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektro-Physik, zugleich Einführung in das Radiopraktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Das Elektron, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, 8; Großes Radio- und Photophysikalisches Praktikum, ganztägig; Radiopraktikum I und II, 4. — **Kossel:** Experimentalphysik II, 4, Ergänzungen und Probleme der neuesten Physik, 1; Kleines Physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12. — **Koschmieder:** Allgemeine Meteorologie, 2, Übungen, 2; Dynamische Meteorologie, 2. — **Wolf:** Magnetismus, 1; Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 2 Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Knipping:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar, 1 g; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3–4, für Fortgeschrittene, 6–8; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. — **Reutlinger:** Abschnitte aus der technischen Physik, mit besonderer Betonung der Meßmethoden und Instrumente IV: Magnetismus und Elektrizität, 2; Meßmethoden und Meßgeräte der mechanischen Schwingungsmessung, 3 g; Anleitung zu schwingungstechnischen Untersuchungen, 1 g; Meßmethoden und Meßgeräte der Wärmewirtschaft, 3; Übungen zur Wärmemeßtechnik, 3; Neuere geophysikalische Meßmethoden und Meßinstrumente der Boden- und Luftelektrizität, 2. — **Herzberg:** Chemische Elementarprozesse auf atomphysikalischer Grundlage, 1; Besprechung neuerer Arbeiten aus der Atomphysik, 1. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2; Allgemeine Klimatologie, 2; Meteorologie der Luftströmung, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Vollpraktikum, 15; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, 3; Farbenphotographie, mit Übungen, 1; Anwendungsgebiete der Analysen-Quarzlampe, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Tomaschek:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Seminar, 1 g. — **Toepler:** Elektrizität und Magnetismus, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Abschnitte: Thermodynamik, 2; Hochspannungspraktikum, 1 und 2 Nachmittage; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe), 1 g. — **Wiarda:** Variationsrechnung, 3; Theorie der Schwingungen, erläutert an Einzelbeispielen, 2. — **Wiedmann:** Radioaktivität und Isotopenlehre, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Saupe:** Medizinische Röntgentechnik II, 1. — **Teichmann:** Meßmethoden der Ballistik, 2; Kanalstrahlen und ihre Bedeutung für die Erforschung der Materie, 1. — **Fleischer:** Physik des Hochvakuums, 2. — **Gebhardt:** Praktisch-pädagogisches Seminar, 2 g; Geschichte des mathematischen und physikalischen Unterrichts,

dabei Geschichte der Schulmathematik, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der Physik mit Lektüre geschichtlicher Werke, 1. — **Klughardt:** Berechnung optischer Systeme I: Kollineare Abbildung, analytische Vorrechnung, 2; Optische Werkstattkunde, 1. — **Luther:** Kolloquium über neuere Forschungen auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, 2 *g*; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4 und 8; Selbständige Arbeiten, 2, 4, halb- und ganztägig. —

Universität Erlangen. **Gudden:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5. V: Optik, für Fortgeschrittene, 2; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger und Rump), 1 *g*; Übungen, 4, für Fortgeschrittene, 8; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Reiger:** Theoretische Physik: Wärme, 4; Elektrotechnische Übungen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1; Strahlenkunde für Mediziner, 2. —

Universität Frankfurt a. M. **Meißner:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Höhere Experimentalphysik, 1; Physik des Atomkerns, 1; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 8, für Mediziner und Pharmazeuten, 2, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2. — **Madelung:** Theoretische Optik und Akustik, 4; Überblick über das Gesamtsystem der Naturwissenschaften, 2; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel I: Sichtbare und unsichtbare optische Strahlung, Akustik, 2; Die optischen Meß- und Prüfverfahren, 1; Photographisches Praktikum, 4 und 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, ganztägig. — **Sachs:** Leichtmetalle im Luftfahrzeugbau, 1. — **N. N.:** Angewandte Elektrizitätslehre I: Der elektrische Gleichstrom, mit Übungen, 3; Elektrische Schwingungen, 1; Kolloquium über angewandte Physik und medizinische Physik: Lektüre und Besprechungen neuerer Arbeiten und Probleme (mit Rajewsky), 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten: Medizinische Physik, für Fortgeschrittene (mit Rajewsky), halb- und ganztägig; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 5 halbe Tage; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten: Angewandte Physik, ganztägig. — **Rajewsky:** Einführung in die medizinische Physik II: Elektrizität (Physik und Technik) in der Medizin und Biologie, 1; Physikalische Therapie, 14tägig, nach Vereinbarung; Röntgenologisches Praktikum, 3; Biophysikalisches Seminar, 14tägig, 2. — **Linke:** Allgemeine Meteorologie, für Anfänger, 2; Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Meteorologie, 1; Leitung selbständiger Arbeiten Fortgeschrittener, halbtägig. — **Stüve:** Dynamik der Atmosphäre, 3; Meteorologisches Anfängerpraktikum, 3; Synoptisches Praktikum II, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, halbtägig. — **Mügge:** Strahlung in der Atmosphäre, 2; Einführung in die Seismik und ihre Auswertung in der Praxis, 1; Wetterbesprechungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, halbtägig. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4, Ergänzung, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1. — **N. N.:** Geophysik, nach Vereinbarung. —

Universität Freiburg i. Br. **Mie:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Kleines Praktikum (mit Kast), 2; Physikalische Übungen, 6, für Fortgeschrittene (mit Kast), 6; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Klumb:** Experimentalphysik III: Optik aller Wellenlängen, 3. — **Kast:** Technische Physik I: Elektrizität, 3; Handfertigkeitsübungen, 4. — **Koenigsberger:** Theoretische Physik, elektromagnetisches Feld und Wellen, mit Übungen, 5; Angewandte Geophysik, 2—3 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hammer:** Elektrizitätsleitung in Gasen, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Schmid:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 1, Repetitorium, 1; Aufbau der Festkörper, mit röntgenographischen Übungen, 2; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 3, für Pharmazeuten, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Huber:** Mathematische Physik: Wärme, 5. — **Brasey:** Schwingungs-Phänomene, 2. —

Universität Gießen. **Gerthsen:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5, für Mediziner und Veterinärmediziner, 2; Physikalische Übungen, 2; Röntgenstrahlen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Cermak), 2. — **Bechert:** Optik, 3, Übungen, 1; Einführung in die Atomtheorie, 2; Seminar über moderne Fragen der theoretischen Physik, 1 *g*. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene, Gesamte Spektralanalyse, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Seminar, $1^1/_2$. — **Uller:** Elektrische Schwingungen und Wellen, Radiotechnik II, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Die optischen Eigenschaften der photographischen Objektive in ihrer Auswirkung auf die praktische Photographie, 1. — **Georgii:** Allgemeine Meteorologie, 2. —

Universität Göttingen. **Pohl:** Experimentalphysik für Mediziner, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reich), *g*. — **Hilsch:** Experimentalphysik für Naturwissenschafter und Mathematiker: Mechanik I, 2. — **N. N.:** Physikalisches Praktikum für Anfänger und für Fortgeschrittene, 12; Quantentheorie, 4; Englischer Sprachkurs für Physiker, nach Vereinbarung, *g*; Gasentladungen, 1. — **Sponer:** Molekülspektren und ihre Anwendung auf chemische Probleme, 2. — **Schuler:** Einführung in die Relativitätstheorie, 1; Theorie und Anwendung des Kreisels, 3; Mechanikpraktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Cario:** Seminar als Ergänzung des physikalischen Praktikums, 2. — **Reich:** Neueste Fortschritte der Elektrophysik, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Cauer:** Seminar über mathematische Fragen der Elektrotechnik, 2 *g*. — **Prandtl:** Hydrodynamik und Aerodynamik, 4; Besprechung von Fragen der

angewandten Mechanik, einschließlich der Aerodynamik (mit Betz, Schuler und Flügge), 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik, tägl. — **Gerdien:** Ausgewählte Kapitel der elektrischen Meßkunde, nach Vereinbarung, g. — **Flügge:** Einführung in die Ballistik, 2; Praktikum zur Festigkeitslehre, 2. — **Kyropoulos:** Molekulare Polarisation, ihr Vorkommen und ihre technischen Anwendungen, 2; Technik der Römer mit besonderer Berücksichtigung deutscher Altertümer, 1. — **Betz:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Küstner:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, ganztägig g. — **Angenheister:** Einführung in die Geophysik, 1; Geophysikalisch-meteorologisches Seminar, $1^1/_2$ g; Praktikum: a) Meteorologisches I und II (mit Köhler), b) Geodätisches (mit Jung), c) Photogrammetrisches (mit Jung), $3^1/_2$ g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. g. — **N. N.:** Allgemeiner Wetterdienst, Flug- und Seewetterdienst, 1 g. — **Jung:** Feld- und Landmessung, 1, Mathematische Ergänzungen, 1. —

Universität Graz. **Benndorf:** Experimentalphysik, Elektrizität und Magnetismus, 5; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 4, II, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radaković und Rumpf), 2. — **Rumpf:** Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Radioaktivität, 5. — **Rosenberg:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radaković:** Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Wegener:** Klimalehre, 3; Einführung in die Luftfahrt, 2. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch:** Physik III: Elektrizität, 3 und 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Greifswald. **Krüger:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Praktikum der angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Reinkober), $1^1/_2$ g. — **Seeliger:** Theoretische Physik III: Optik, 3, Übungen, 14tägig, 2; Seminar für Fortgeschrittene: Potentialtheorie, 14tägig, 2 g; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober:** Die lichtelektrischen Erscheinungen, 1; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden, 1; Heeresphysik, 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3; Seminaristische Übungen zur Physik und Geophysik (mit Schlomka), 2. — **Schlomka:** Erdmagnetismus, 1; Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges, 1. — **ten Bruggencate:** Ausgleichsrechnung: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Einführung in die Astronomie, 1. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Experimentalphysik I, 4; Optik, 1; Physikalisches Praktikum, 6, 2 und 3; Physikalisches Proseminar, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 g. — **Smekal:** Optik und elektromagnetische Lichttheorie, 4; Physik des Fliegens, 1 g; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene, $1^1/_2$; Positive Strahlen, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller, Minkowski und Meyer), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos, Minkowski und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz und Möller), 2. — **Lenz:** Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2. — **Goos:** Spektroskopie, 3/4. — **Minkowski:** Elektrizitätsleitung in Gasen, 2; Physikalisches Proseminar (mit Knauer und Jensen), 2. — **Meyer:** Physik der Röntgenstrahlen, 1. — **Knauer:** Photographie, mit praktischen Übungen, 3. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller:** Maschinenlehre: Wärmekraftmaschinen, 1; Drahtlose Telegraphie, mit Demonstrationen, 1, Übungen, 1; Feldnachrichtengeräte, $1^1/_2$; Elektrotechnisches Praktikum, 8; Physikalisch-technisches Praktikum, 14tägig, 10; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Hagen), 2. — **N. N.:** Aerologie: Physik der freien Atmosphäre, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Spezielle Klimatologie der Weltmeere und ihrer Küsten und Inseln, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der maritimen Meteorologie, nach Vereinbarung. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 3, Übungen, 2; Sondergebiete der Physik, 2; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2. — **Stierstadt:** Elektroakustik, mit Experimenten, 1; Magnetische Eigenschaften der Materie, 1. — **Seilkopf:** Meteorologische Übungen, 1. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6. — **Hase:** Praktikum für Wärmemeßtechnik, 3; Ausgewählte Kapitel der Wärmemeßtechnik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für Wärmemeßtechnik, 6. —

Universität Heidelberg. **Bothe:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene (mit Schmidt), 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten mit Großpraktikum (mit Becker), tägl.; Physikalisches Seminar und Kolloquium (mit Becker), $1^1/_2$ g; Physikalische Vortragsabende, $1^1/_2$ g. — **Becker:** Theoretische Optik, 4; Physikalische Statistik, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$ g. — **Schmidt:** Radiologie, Korpuskularstrahlung, 2; Erkundungs- und Nachrichtentechnik, 1; Selbständige physikalisch-technische Arbeiten, tägl.; Funktechnische Übungen mit Morsekurs (mit Wesch), $2^1/_2$; Seminar über Nachrichtentechnik (mit Wesch), 2 g. — **Wesch:** Funktechnik II: Kurzwellen und Fernsehen, 1. — **Ranke:** Übungen zur Nachrichtentechnik, $1^1/_2$. — **Goetze:** Navigation, 1. — **Peppler:** Meteorologie, 2. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10; Lichtelektrizität und Photozellen, 1 *g*. — **Heß:** Elektrizitätsleitung in Gasen und Atomphysik, 5; Die kosmische Ultrastrahlung, 1 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **March:** Mechanik II, 5; Seminaristische Übungen, 2. — **Sonvico:** Radiotechnik, 2 *g*. — **Oberguggenberger:** Physik der Sonne und der Weltkörper des Sonnensystems, 5. — **Wagner:** Meteorologische Optik und Sonnenstrahlung, 4; Klima der Alpenländer, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10. — **Ekhart:** Ausgewählte Kapitel aus der Flugmeteorologie, 1. —

Universität Jena. **Wien:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hanle), 6, 4 und 3, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos, Jentzsch), 2. — **Joos:** Theorie der Wärme, 3, Übungen (mit Wessel), 1; Theoretisch-physikalisches Seminar für höhere Semester (mit Wessel), 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 *g*; Atombau und Spektrallinien, 2; Physikalische Methoden zur Schnellvermessung, 1, Übungen (mit John), nach Vereinbarung *g*. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene I: Mechanik, 2; Kernphysik; Radioaktivität, Isotopie, Atomzertrümmerung, mit Demonstrationen, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Wessel:** Methoden der mathematischen Physik in Anwendungen, 3; Theorie der optischen Bildfehler, 1. — **Esau:** Hochfrequenztechnik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **H. Müller:** Hochgespanntes elektrisches Feld, 2. — **Jentzsch:** Die optischen Meßinstrumente und die Prüfung optischer Systeme, 2; Meteorologische Optik, 1; Praktikum der wissenschaftlichen Mikroskopie, 2; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Aufgaben, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, mit Übungen, 1. — **Rzymkowski:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie mit Praktikum, 3. — **Köhler:** Mikrophotographie, 1. — **Sieberg:** Bedeutung der Geophysik für Naturwissenschaft, Technik, Wirtschaft, Rechtsprechung, 1 *g*; Erdbebenkundliches Praktikum, *g*; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. *g*; Erdbebenkundliches Kolloquium, nach Vereinbarung *g*. — **Meisser:** Einführung in die geophysikalischen Methoden zur Erschließung nutzbarer Lagerstätten. 1 *g*. — **M. Müller:** Die geoelektrischen Aufschlußmethoden, 1 *g*. — **Hecker:** Geophysikalisches Praktikum: a) Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden, 2, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden (mit Meisser), 2; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Meisser), tägl. *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Bühl:** Physik I B (Experimentalphysik), 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Laboratorium für Naturwissenschafter, 6, für Bauingenieure, 14tägig, 2; Selbständige Arbeiten im physikalischen Institut, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel und Riede), 14tägig, 2; Höhere Experimentalphysik, 2; Technische Optik A, 2. — **Weizel:** Physik II, 3; Theoretische Physik B: Mechanik, 4, Übungen, 1; Spektroskopische Übungen, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 14tägig, 1. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen I, für Lehramtskandidaten, 2, für Berufsmeteorologen, 2. — **Riede:** Physikalische Meßmethoden, 2. —

Universität Kiel. **Rausch v. Traubenberg:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4 und 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld und Martienssen), 1½ *g*. — **Unsöld:** Strahlungstheorie, mit Anwendung auf die Physik der Sternatmosphären, 4; Einführung in die Atomphysik, 2 *g*; Physikalisches Seminar, 1½. — **Martienssen:** Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 2. — **Schmidt:** Übungen im Schulexperimentieren für Lehramtskandidaten, 1. —

Universität Köln. **Rinkel:** Experimentalphysik I: Mechanik, Optik, Akustik für Mediziner, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hiedemann) für Anfänger, 7, für Fortgeschrittene, 9, für Mediziner, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Falkenhagen und Hiedemann), tägl. — **Försterling:** Mechanik, 4, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (mit Malsch), 4; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Malsch), tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, 2 *g*; Mathematik und Physik in ihrer Beziehung zur Wehr, mit Experimenten (mit Hamburger, Dörge, Malsch, Lassen, Cremer), 2. — **Falkenhagen:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften II, 3; Einführung in die Flugtechnik, 1; Physikalisches Rechenseminar für Anfänger (mit Hiedemann), 2; Struktur der Materie: Besprechung aktueller Fragen aus der Physik, 14tägig, 2 *g*. — **Malsch:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Thermodynamik, Optik, 2. — **Lassen:** Technische Elektrizitätslehre I: Grundlagen, Transformatoren, Maschinen, 3, Übungen, 1; Wissenschaftliche Untersuchungen, tägl. — **Hiedemann:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Wellenlehre, 2, Übungen, 1; Physikalische Grundlagen des Nachrichtenwesens, insbesondere des militärischen, mit Demonstrationen und Übungen, 2. —

Universität Königsberg. **Kaufmann:** Experimentalphysik I: Medizin und Pharmazie, 3, für Naturwissenschaftler (mit Steinke und Stuart), 5; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6 und 3; Selbständige Arbeiten für Fortgeschrittene (mit Steinke), tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14täg. 2 *g*; Physikalisches Proseminar, 14täg. 2 *g*. — **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1; Physikalisches Seminar (mit Gans, Kretschmann und Stuart), 2 *g*. — **Kretschmann:** Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*. — **Gans:** Mechanik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*. — **Stuart:** Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik, ganztägig *g*. — **Reichenbächer:** Sternhaufen und Nebel und der Bau des Kosmos, 2. — **Raethjen:** Einführung in die Meteorologie, 1; Dynamische Meteorologie I: Ergänzung zur Einführung, 2; Meteorologisches und Aerologisches Praktikum, nach Vereinbarung;

Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten (mit Errulat), 2 g. — **Errulat:** Erdbebenkunde, 2; Allgemeine Geophysik II, 2; Geophysikalische Übungen, nach Vereinbarung g. —

Universität Leipzig. Debye: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund). — **Hund:** Quantenmechanik, 3, Übungen, 1. — **Schiller:** Einführung in die technische Wärmelehre, 2; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 9; Selbständige technisch-physikalische Arbeiten: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten aus Hydro-, Aero- und Thermodynamik, 14tägig, 2 g. — **Karolus:** Fernmeldetechnik, 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Elektrizitätslehre, 9; Selbständige technisch-physikalische Arbeiten: Angewandte Elektrizitätslehre, 24 oder 44. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Schmidt:** Hamilton-Jacobische Theorie der Dynamik, 2; Elektrizitätstheorie, 1. — **Möbius:** Physikalische Schulversuche, 3. — **Weickmann:** Die modernen geophysikalischen Meßmethoden zur Lagerstättenuntersuchung (Angewandte Geophysik), 2; Das Problem der Wettervorhersage, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium am Collmberge, tägl. g; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, für Mediziner, 3, Theoretische Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium, für Anfänger, 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze), ganztägig. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Elektrizität, Magnetismus und Optik, $1^1/_2$; Theorie der Wärme, 4; Theoretisches aus der Akustik, 1 g; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 g. — **Berek:** Optische Abbildung und optische Instrumente, 2. — **Kneser:** Physik der Atmosphäre, 1; Experimentelle Übungen zur Elektrizitätslehre, für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung. — **Vogt:** Einführung in die Physik des Atomkerns, 1. —

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, Ergänzungskurs (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt und Schütz), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Schütz), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), $1^1/_2$ g. — **Sommerfeld:** Wellenoptik, 3 bzw. 4, Übungen, 2 g; Seminar, 2 g; Spezialvorlesung über Quantenmechanik, 1. — **Schmauß:** Meteorologie II, 4; Meteorologisches Seminar, 1 g. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik II: Interferenzoptik und optische Instrumente, $2^1/_2$. — **Kirchner:** Vektorrechnung, als Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1; Physik der Atomkerne, 1. — **Geiger:** Der Dienst der Meteorologie, 2. — **Schütz:** Physik der tiefen Temperaturen, 1; Absolute physikalische Messungen, 1. —

Technische Hochschule München. Zenneck: Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **Frank:** Experimentalphysik, 3; Angewandte Physik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig. — **Fischer:** Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **v. Angerer:** Experimentelle Methoden der Physik, 1. — **N. N.:** Kristalloptik, theoretisch und experimentell, 2. — **Kulenkampff:** Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, 2. — **Kühl:** Physiologische Optik: Farbloses Licht, 2. — **Dieckmann:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Praktikum in Hochfrequenzmeßtechnik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, tägl. — **Huber:** Die klimatischen Verhältnisse Europas, 1. — **Meissner:** Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. — **Reiher:** Anwendung der Gesetze der Wärmeübertragung auf technisch-physikalische und technische Probleme, 14tägig, 2; Schalltechnik, 14tägig, 2. — **Nusselt:** Mechanische Wärmetheorie, 4, Übungen, 2, Oberstufe, 2. — **Hausen:** Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik und technische Anwendungen, 2; Thermodynamik der Gemische und ihre Anwendung auf technische Probleme, 2. — **Schwarz:** Metallkunde II, $1^1/_2$; Metallographisches Praktikum, 4; Spezielle Arbeiten über Metallkunde, 2 oder 6; Röntgenmetallographie, mit Berücksichtigung der Röntgenschattenbilder, 1; Leichtlegierungen II, 1. —

Universität Münster. N. N.: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, Halb- und Vollpraktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägig, 2 g. — **Kratzer:** Thermodynamik, 4, Übungen, 2; Atommechanik, 3; Vektorrechnung, 2; Seminar über Atombau, 14tägig, 2 g; Seminar über Raum und Zeit (mit Scholz), 14tägig, 2 g. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrotechnik II, 2 g. — **Durau:** Röntgenstrahlen, 1; Physikalisches Halb- und Vollpraktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. —

Universität Prag. Fürth: Experimentalphysik II, 5, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 3; Seminar über technische Physik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Frank, Blüh und Glaser), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Frank:** Einführung in die Quantentheorie, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Pollak:** Luftelektrizität, 3; Wetter und

Wettervorhersage, Methodik des wetterkundlichen Unterrichtes (Fortsetzung), 2; Übungen für Fortgeschrittene; Praktische Übungen mit Instrumenten für geographische Forschungsreisen (mit Sedlmeyer), 6. — **Blüh:** Physikalische Optik, 2. — **Glaser:** Einführung in die theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Übungen im Lösen von praktischen Aufgaben aus der theoretischen Physik, 1. —

Technische Hochschule Prag. Tuma: Physik: Reine Mechanik, 5; Physikalisches Praktikum, 3, für Lehramtskandidaten, 6; Technische Physik, 3. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik: Elektrizitätsleitung in flüssigen und gasförmigen Körpern, 2. — **Körner:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Spitaler:** Meteorologie und Klimatologie, 3; Meteorologisches Praktikum, 1. —

Universität Rostock. Füchtbauer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (Kolloquium) (mit Jordan und Kunze), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Jordan:** Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Quantentheorie, 2; Ballistisches und mathematisches Vortragsseminar, $1^1/_2$ g. — **Falckenberg:** Aerologisches Praktikum, 5; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Kunze:** Abschnitte aus der Astrophysik, 1; Fernmeldetechnik, g; Forschungsergebnisse der modernen Physik, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart. Regener: Experimentalphysik (Vorstufe), 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Braunbek), 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der Physik (mit Braunbek), tägl.; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Ewald und Glocker), $1^1/_2$. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 1. — **Ewald:** Theoretische Physik IV: Optik, 4; Übungen aus dem Gebiet der theoretischen Physik (mit Hönl), 3; Seminar über Atomphysik (mit Hückel, Hermann und Hönl), 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der theoretischen Physik, nach Vereinbarung. — **Hückel:** Physikalische Eigenschaften und chemische Konstitution, 2; Spezielle thermodynamische Probleme der Physik, 2, Übungen, 1. — **Hermann:** Seminar über die mathematischen Methoden der Kristallographie und Kristallphysik, 2. — **Hönl:** Wellenmechanik, 2. — **Braunbek:** Übungsbeispiele zur Physik, 1; Der elektrische Durchbruch, 2. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene (mit Dehlinger), 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium (mit Dehlinger), nach Vereinbarung; Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 1; Materialprüfungspraktikum (mit Dehlinger), 3. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Faserstoffe, 1. — **Kleinschmidt:** Meteorologisches Praktikum, insbesondere Meßmethoden und Übungen an der Wetterkarte, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2. —

Universität Tübingen. Geiger: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, 4; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8, für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **N. N.:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik: Optik, Wärmelehre, 5; Wärmelehre, 3; Kinetische Theorie der hochverdünnten Gase, 2; Physikalisches Praktikum I, 8, II (mit Aigner und Petritsch), 30; Physikalisches Praktikum für technische Chemiker, 4. — **Flamm:** Physik: Wärmetheorie, 5; Theorie der Elektrizität, 3; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3, Raumakustik, 2, Übungen, nach Vereinbarung; Elektroakustik und Elektrooptik, 2. — **Petritsch:** Theoretische Grundlagen der Schwachstromtechnik, 3. — **Bauer:** Wellenmechanik, 1; Theorie des Zeeman-Effektes, 1. — **Hofbauer:** Temperaturmessung, 1. — **Regler:** Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, Röntgenapparate und Röntgenröhren, mit Übungen, 2. — **Schober:** Über Lichtquellen, 2. —

Universität Wien. Jäger: Wärmelehre, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 g. — **Meyer:** Die radioaktiven Substanzen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitute, tägl.; Radioaktives Praktikum (mit Przibram), 3. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik II, für Pharmazeuten, Mediziner und Lehramtskandidaten, 5, Theoretische Ergänzungen, 1, Demonstrationsergänzungen, 1; Seminar, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Schweidler:** Experimentalphysik II für Mediziner und Lehramtskandidaten, 5, Demonstrationsergänzungen, 1; Mittelschulexperimentier-Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Thirring:** Theorie der Elektrizität II, 5; Seminar für theoretische Physik, 1; Proseminar für theoretische Physik, 1. — **Haschek:** Experimentalphysik II für Naturhistoriker und Mediziner, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Vorgeschrittene, 10; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Kinetische Theorie der Wärme, 5. — **Przibram:** Einführung in die Atomistik: Aufbau der Materie aus kleinsten Teilchen und deren Beschaffenheit, 2, Mathematische Ergänzungen, 1. — **Haas:** Kernphysik, 1. — **Kirsch:** Geomechanik und geologische Zeitmessung, 2; Atomzertrümmerung, 2; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten (mit Stetter), tägl. — **Mache:** Kinetische Theorie der hochverdünnten Gase, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik II, 3; Rechenübungen, 1. — **Hauer:** Repetitorium der Physik für Mediziner, 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der medizinischen Physik, 8. — **Konstantinowsky:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrostatik mit Anwendungsbeispielen aus der Hochspannungstechnik, 1. — **Ettenreich:** Elektronenentladung II, 1. — **Stetter:** Hochvakuumtechnik, 2. — **Mattauch:** Isotopenforschung und Kernstruktur, 2. — **Sexl:** Kugelfunktionen, 2. — **Bauer:** Wellenmechanik II, 1; Theorie des Zeemaneffektes, 1. — **Ortner:** Meßmethoden der Radioaktivität, 1. — **Seidl:** Elektrische Eigenschaften der Isolatoren, 2. — **Schmidt:** Synoptische Meteorologie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Besprechung neuerer meteorologischer Literatur (mit Conrad und Schedler), $1^1/_2$ g. — **Conrad:** Methoden der Klimatologie II, 2. — **Schedler:** Theorie des Erdmagnetismus, 2. —

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Ausgewählte Kapitel der Experimentalphysik I, für Fortgeschrittene, 1; Physikalisches Praktikum (mit

Döpel), für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 3 und 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Ott:** Einführung in die theoretische Physik, einschließlich Vektorrechnung, 3; Theoretische Optik, 4, Übungen, 1 g; Seminar über Probleme der modernen Physik, 1. — **Döpel:** Die physikalischen Elementarkonstanten, 1; Physikalisch-seminaristische Übungen, 14 täg., 2 g. —

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5. Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Wentzel:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Molekularstatistik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 g. — **Ratnowsky:** Vektoranalysis, 2. — **Bär:** Fluoreszenz, Phosphoreszenz und Ramanstrahlung, 1. — **Schein:** Elektrizitätsleitung in festen und flüssigen Körpern, 1. — **Zuber:** Die Methoden zur Bestimmung der universellen physikalischen Konstanten, 1; Repetitorium der Physik, für Mediziner, 1. — **Frl. Stücklen:** Wellenoptik, 1. — **Stueckelberg:** Bau der Moleküle, 1. — **Brunner:** Geographische Ortsbestimmung und Einführung in die praktische Astronomie, 3, Übungen, 1 Abend; Kolloquium für Astronomie und Geophysik (mit Götz), 1 g. — **Götz:** Geophysikalische Einflüsse auf Lebensvorgänge, 1. — **Brückmann:** Meteorologische Übungen, 2. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik II, 4, Repetitorium, 1; Seminar über die wissenschaftlichen Arbeiten, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 6, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2. — **Pauli:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Analytische Dynamik, 2; Selbständige Arbeiten in theoretischer Physik, 8, 12 und 24. — **Tank:** Experimentalphysik, 3, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik II, 1; Praktikum in Hochfrequenztechnik, 4 und 8; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Diplomarbeiten in Hochfrequenztechnik. — **Fischer:** Elektroakustik, 2; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Trümpler:** Übungen in chemischer Thermodynamik, 1. — **Sänger:** Atom- und Molekülspektren, 2. — **Rüst:** Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Amberg:** Allgemeine Didaktik des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts an der Mittelschule, 2. — **Brandenberger:** Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, 1 g. — **Kienast:** Asymptotische Darstellungen der gebräuchlichsten Funktionen der mathematischen Physik, 2. — **Osswald:** Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Zeller:** Photogrammetrie I: Terrestrische Photogrammetrie, 2, Übungen, 2; Anwendungen der Photogrammetrie mit kurzer Einführung in die Methoden der terrestrischen und der Luft-Photogrammetrie, 2. —

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Basel Dr. Robert Flatt für Chemie.

Ernannt: Der frühere ord. Professor für Luftfahrzeugbau an der Technischen Hochschule Aachen Dipl.-Ing. Dr. Bock zum ord. Professor für Mechanik und Aerodynamik an derselben Hochschule, der ord. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Max Trautz zum ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Rostock, der Privatdozent für angewandte Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. U. Dehlinger zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent für Physik an der Universität München Professor Dr. Fritz Kirchner zum planmäßigen a. o. Professor für Radiophysik an der Universität Leipzig.

Gestorben: Der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Münster Dr. Heinz Prüfer, der Präsident der Société Chimique de France und Professor am College de France Camille Mâtignon, der frühere Professor der Chemie an der Universität von Queensland Dr. Bertram Dillon Steele in Brisbane.

Berichtigung.

Infolge eines Versehens ist die Arbeit von H. Seemann über „Versuche zum Nachweis der Doppelbrechung von Röntgenstrahlen" auf S. 329—336, Heft 8 d. Jahrg., nicht unter die Vorträge und Diskussionen des IX. Deutschen Physikertages in Würzburg gerückt worden. Außerdem ist bei einem Teil der in den Vortrag eingearbeiteten neueren Ergebnisse die Bemerkung: Vorgetragen auf der Gautagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Freiburg am 17. und 18. Febr. 1934 unterblieben. Dadurch ist eine Zeitangabe des Verfassers mißverständlich geworden, die Bemerkung, daß mit den Messungen „erst vor zwei Monaten" begonnen werden konnte. Diese Angabe bedeutet, daß die Messungen zwei Monate vor der Tagung in Würzburg, also im Juli 1933 begonnen wurden und nicht zwei Monate vor dem Eingangsdatum des Manuskriptes am 23. Februar 1934.

Tagesereignisse.

Die XXXVI. Mitgliederversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker findet am 30. Juni bis 2. Juli 1934 in Stuttgart statt, bei der wie bei früheren Versammlungen wieder eine große Zahl von Fachberichten aus den einzelnen Sondergebieten der Elektrotechnik vorgetragen werden.

Der neue Sonderdruck VDE 0001/1934 „Verzeichnis der VDE-Arbeiten" kann von der Geschäftsstelle des VDE, Berlin-Charlottenburg 4, Bismarckstr. 33, kostenlos bezogen werden.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.